

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Высокоморная Ольга Валерьевна

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ИЗМЕНЕНИЯ ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ И
ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ЖИДКИХ ТОПЛИВАХ ПРИ
ВОЗДЕЙСТВИИ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
доктор физико-математических наук,
профессор Кузнецов Г.В.,
кандидат физико-математических наук,
доцент Стрижак П.А.

Томск - 2010

Содержание

Введение.....	4
Глава 1. Современное состояние проблемы исследования физико-химических процессов, протекающих в конденсированных веществах при воздействии концентрированных потоков светового излучения и в жидких топливах при воздействии локальных источников энергии.....	16
Глава 2. Постановка задачи моделирования изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидких топливах при воздействии концентрированных потоков светового излучения.....	28
2.1 Физическая постановка.....	28
2.2 Математическая модель.....	30
2.3 Метод решения.....	40
2.4 Решение уравнения энергии.....	41
2.5 Решение уравнений теплопроводности.....	44
2.6 Решение уравнения диффузии.....	47
2.7 Решение уравнения Пуассона.....	50
2.8 Постановка граничных условий для уравнения вектора вихря скорости.....	52
2.9 Решение уравнения завихрённости.....	53
2.10 Оценка достоверности полученных результатов.....	56
2.11 Алгоритм решения задачи.....	58
2.12 Решение тестовых задач.....	60
2.12.1 Одномерный теплоперенос в плоской бесконечной пластине с фазовым переходом на границе (испарение материала).....	60
2.12.2 Задача теплопроводности для плоской бесконечной пластины с химической реакцией в материале (термическое разложение).....	62
2.12.3 Задача теплопереноса в плоской бесконечной пластине с нелинейными граничными условиями (излучение на	

границе).....	65
2.12.4 Двумерный теплоперенос в однородной пластине.....	67
2.12.5 Движение жидкости в полости с подвижной верхней крышкой.....	69
2.12.6 Естественная конвекция в замкнутой прямоугольной области.....	73
Глава 3. Исследование физико-химических процессов, протекающих в жидких топливах при воздействии концентрированного потока светового излучения.....	77
3.1 Анализ влияния параметров потока светового излучения на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания.....	77
3.2 Влияние поглощения энергии излучения парогазовой смесью на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания.....	86
3.3 Анализ влияния параметров системы «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания.....	91
3.4 Влияние распределения плотности энергии концентрированного потока светового излучения на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания.....	95
3.5 Решение задачи моделирования физико-химических процессов, протекающих в жидком топливе при воздействии концентрированного потока светового излучения в декартовой системе координат.....	97
Заключение.....	108
Литература.....	111

Введение

В условиях постоянного расширения областей использования процессов воспламенения, зажигания и горения непрерывно возникают всё более сложные и важные задачи об иницировании зажигания. В большинстве случаев изменение характерных параметров таких процессов в наибольшей степени зависит не от высокоскоростных химических реакций окисления, а от более длительных процессов тепломассопереноса, сопровождающихся, как правило, фазовыми переходами и физико-химическими превращениями [1]. Вследствие этого исследования процессов горения и зажигания стали приобретать больше физическую, нежели химическую направленность. Именно поэтому основные положения общей теории зажигания конденсированных веществ [2] сформулированы на базе анализа группы моделей тепломассопереноса.

Известны [3] шесть механизмов подвода энергии при зажигании вещества: 1 – вынужденная конвекция, 2 – теплопроводность, 3 – излучение, 4 – диффузия подпадающих конденсации паров металлов или активных радикалов из пламени воспламенителя к поверхности топлива, 5 – фотохимическое поглощение, 6 – передача тепла нагретыми до высоких температур твердыми и жидкими частицами, которые при попадании на поверхность конденсированного вещества создают местные центры воспламенения.

В наибольшей степени изучены конвективный, кондуктивный и лучистый механизмы [2–4]. Механизм образования локальных очагов воспламенения выпадающими на поверхность конденсированного вещества горячими частицами исследовался в работах [5–16]. Процесс зажигания конденсированных веществ под действием концентрированного потока оптического излучения исследовался в [2, 17–25].

Необходимость изучения процессов воздействия на горючие жидкости концентрированных потоков светового излучения обусловлена главным образом отсутствием в литературе сведений об основных закономерностях реализации этих процессов. Кроме того, развитие промышленного

производства требует разработки и внедрения новых, более эффективных видов топлив и безопасных способов хранения, транспортировки и применения пожароопасных жидкостей, что стимулирует исследования механизма физико-химических процессов, протекающих при зажигании и горении.

Воздействие различных видов излучения на конденсированные вещества всегда привлекало внимание исследователей. Судя по публикациям, наибольший интерес вызывало воздействие светового излучения (в том числе и лазерного) на вещества, находящиеся в твёрдом состоянии. По результатам экспериментальных и теоретических исследований большой группой учёных установлены основные закономерности физико-химических превращений, протекающих на поверхности и приповерхностных слоях различных веществ (прежде всего, горючих) при воздействии концентрированных потоков светового излучения (в основном лазерного). Наиболее значимые результаты в этой области получены И.Г. Ассовским [17], Е.В. Дугиновым и А.В. Ханефтом [18–20], В.П. Ципилёвым и В.В. Медведевым [21–23], В.М. Лисицыным, В.И. Олешко и В.И. Корепановым [24, 25]. Но исследований изменения фазового состояния и физико-химических превращений, протекающих при воздействии на жидкости концентрированных потоков светового излучения, практически не проводилось. Следует отметить, что физико-химические процессы, являющиеся следствием воздействия интенсивного светового излучения на жидкости и протекающие как в самой жидкости, так и вблизи её поверхности, характеризуются гораздо более сложными по сравнению с твёрдыми веществами механизмами реализации. При этом все значимые физические и химические процессы протекают в областях с очень малыми характерными размерами, что значительно осложняет измерение основных характеристик процессов и анализ их изменений во времени.

Практическая значимость исследуемой в диссертации проблемы обусловлена следующим. Во всех развитых странах проводится большая профилактическая работа с целью повышения пожарной безопасности проведения технологических процессов, эксплуатации промышленных и

бытовых зданий и сооружений. Благодаря этим мероприятиям удаётся своевременно зафиксировать и предотвратить переход многих возгораний в пожары. Однако, не смотря на проведение многочисленных противопожарных мероприятий, ежедневно в мире [26–29] происходят сотни небольших и десятки крупных пожаров и взрывов, которые становятся причиной экологических катастроф, человеческих жертв и наносят материальный ущерб. Как известно [30], возгорания жидких топлив представляют большую пожарную опасность. Это подтверждается частыми случаями возгораний нефти. Так, например, в мае 2009 года в Ростовской области возник пожар на нефтепроводе в результате утечки топлива, в августе того же года – на перекачивающей дожимной нефтяной станции в Ханты-Мансийском автономном округе. В мае 2008 года в Нигерии из-за повреждения нефтепровода при проведении дорожных работ произошла утечка нефти, а затем и взрыв, жертвами которого стали более 100 человек.

Наиболее остро проблема обеспечения пожарной безопасности стоит в тех отраслях промышленности, где используются большие объёмы жидких нефтепродуктов и других горючих материалов. К таким отраслям можно отнести химическую, нефтехимическую, нефтеперерабатывающую промышленность, энергетику. Помимо прочих факторов риска, на предприятиях этого профиля обычно присутствует достаточное количество различных потенциальных источников зажигания [30].

Пожары и взрывы на промышленных предприятиях могут возникнуть в результате утечки горючих жидкостей из технологических трубопроводов и резервуаров, разгерметизации промышленных аппаратов. Широкая группа пожароопасных жидкостей характеризуются небольшой теплотой фазового перехода [30], поэтому образующиеся неконтролируемые объёмы горючего относительно быстро испаряются. Пары горючего перемешиваются с окружающим воздухом, и формируется парогазовая смесь.

Если в ходе технологического процесса существует возможность непосредственного контакта пожароопасной жидкости с воздухом, то

вероятность возгорания увеличивается, поскольку в этом случае пожар или взрыв может возникнуть внутри технологического аппарата, трубопровода, резервуара. В связи с этим особенно опасными являются аппараты и ёмкости, объёмы которых заняты горючей жидкостью не полностью – в пространстве над жидкостью есть взрывоопасная парогазовая смесь.

Кроме того, к числу потенциально пожароопасных относятся помещения, в которых наносят на поверхности лакокрасочные покрытия, а также цехи предприятий, где используют легковоспламеняющиеся растворители.

Если в таких условиях есть какой-либо источник энергии, химические реакции окисления в парогазовой смеси ускоряются, в результате чего может произойти пожар или взрыв [31, 32].

В настоящее время для обеспечения пожарной безопасности в основном применяются автоматические системы пожаротушения. Однако зачастую локальные очаги возгораний возникают там, где их появление не ожидается. Чтобы спрогнозировать возникновение такого возгорания, необходимо опираться на анализ закономерностей протекания процессов зажигания. На сегодняшний день известны некоторые результаты исследований по этой тематике [1, 2, 33]. Однако существуют факторы риска, которые почти не изучены.

В связи с постоянно развивающимися техникой и технологиями число установленных источников зажигания горючих жидкостей постоянно растёт. Но имеются такие источники зажигания, при первом рассмотрении которых крайне трудно прогнозировать вероятность воспламенения жидкостей. К числу таких источников зажигания относятся концентрированные потоки излучения различного происхождения.

Яркое солнечное излучение нередко приводит к появлению локальных очагов пожаров. Известно [34], что к фокусированию солнечного излучения может приводить отражение света от небольших кусочков стекла, некоторых металлических поверхностей и ряда других предметов. Концентрированные

энергетические потоки представляют опасность неконтролируемого возгорания как твёрдых горючих веществ, так и типичных жидких топлив. Особенно следует отметить тонкие плёнки горючих жидкостей, на прогрев и испарение которых расходуется небольшая доля энергии источника тепла [11] по сравнению с жидкостями в сосудах и резервуарах [12].

В последнее время всё более широкое применение как в лабораторных исследованиях, так и в промышленности (например, для обработки и резки металлов) получает лазерная техника. Как известно, лазерное излучение характеризуется высокой концентрацией энергии в малом объёме, что позволяет сделать предположение о высокой пожарной опасности такого вида излучения. Кроме того, лазер применяется для удалённого инициирования горючих и взрывчатых веществ, однако закономерности воздействия пучка лазера на жидкое топливо остаются неисследованными.

Анализ механизмов воспламенения конденсированных веществ [2] показывает, что основную роль при создании условий для зажигания играют процессы изменения фазового состояния и физико-химических превращений в зоне воздействия пучка излучения на пожароопасную жидкость.

Закономерности протекания физико-химических процессов при воздействии различных источников излучения на твёрдые конденсированные вещества достаточно полно исследовались в работах [17–25, 35]. Но аналогичные процессы, протекающие при воздействии концентрированного потока светового излучения на жидкое конденсированное вещество, практически не изучены.

В то же время теоретическому и экспериментальному исследованию процессов зажигания жидких конденсированных веществ уделяется не так много внимания. Это, очевидно, связано с сложностью газофазных моделей воспламенения горючих жидкостей по сравнению с твёрдофазными, традиционно используемыми для теоретического исследования процессов воспламенения твёрдых конденсированных веществ [36]. В частности, сложность механизма зажигания жидкостей при воздействии на них

концентрированного потока светового излучения обусловлена совместным протеканием взаимосвязанных процессов различной физической природы: испарением жидкости, теплопроводностью, диффузией и конвекцией паров горючего в среде окислителя, поглощением энергии излучения в газовой фазе, химической реакцией окисления. Следует отметить, что воспламенение жидкостей протекает при взаимном влиянии тепловых, химических и гидродинамических процессов [1]. Скорости процессов воспламенения определяются интенсивностью тепломассопереноса в газовой области над поверхностью жидкости, теплопроводностью жидкого конденсированного вещества, кинетикой процессов испарения и воспламенения жидкости, площадью зоны действия и мощностью излучения, коэффициентом поглощения излучения парогазовой смеси и рядом других факторов [1, 36].

Для изучения основных закономерностей процессов горения жидких топлив выполнялись теоретические и экспериментальные исследования горения капель этих топлив [1, 37–44]. Особое внимание при изучении процессов воспламенения и горения капель жидкостей уделялось кинетическому моделированию. Менее детально рассматривались процессы тепломассопереноса. Однако для правильного понимания и объяснения основных закономерностей зажигания и горения капель жидкостей необходим тщательный анализ совокупности физико-химических процессов, отдельных механизмов, стадий и всего исследуемого процесса в целом. В результате этого анализа, очевидно, станет возможным наиболее полное описание механизмов зажигания и горения капель жидких топлив. На основе результатов теоретического анализа этих процессов можно установить закономерности протекания физико-химических процессов в жидких топливах при воздействии на них концентрированных потоков светового излучения.

Кроме высокой пожароопасности актуальность проблемы зажигания жидких топлив сфокусированным потоком излучения также объясняется необходимостью разработки новых способов зажигания топлив, находящихся в жидком агрегатном состоянии, в различных энергетических установках,

технических устройствах, двигателях различного назначения [37]. Основным показателем эффективности применения этих способов является минимизация времени задержки зажигания топлива.

Для решения этой проблемы можно использовать результаты работ, в которых предприняты попытки разработки технологии зажигания газовой и парогазовой смесей накаливаемыми телами. Исследовались процессы зажигания предварительно перемешанных природного и «городского» газов с воздухом металлическими нагретыми телами различной конфигурации [37]. Считалось, что состав смеси остаётся неизменным. Однако на практике при воспламенении жидкостей процессы диффузии, конвекции и смешения паров горючего с окислителем в окружающем воздухе протекают параллельно и продолжаются с момента начала нагревания жидкости до её полного выгорания.

Вследствие отсутствия как экспериментальных, так и теоретических данных об основных закономерностях протекания физико-химических процессов при воздействии на пожароопасные жидкости концентрированных потоков светового излучения возникают трудности с определением необходимых условий их хранения при возможном образовании в непосредственной близости реальных источников воспламенения (концентрированных потоков излучения).

Экспериментальное исследование таких процессов требует использования высокоточной измерительной техники, больших затрат ресурсов и времени. В ряде случаев такие исследования вообще невозможны вследствие малых значений размеров зон воспламенения и времён задержки зажигания. При исследовании процессов воспламенения необходимо рассматривать области малых размеров с большим градиентом температур, концентраций горючего и окислителя [2].

По этим причинам теоретическое исследование физико-химических процессов в жидких конденсированных веществах при воздействии концентрированных потоков светового излучения является актуальной, не решенной до настоящего времени задачей.

Целью работы являлось исследование процессов изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидких топливах при воздействии на них концентрированных потоков светового излучения.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Создание модели зажигания жидкого конденсированного вещества концентрированным потоком светового излучения, учитывающей двумерный теплоперенос, испарение жидкости, диффузию и конвекцию паров горючего в среде окислителя, поглощение энергии излучения парогазовой смесью и жидкостью, кинетику процессов испарения и зажигания жидкостей.

2. Определение масштабов влияния на времена задержки зажигания таких факторов, как интенсивность воздействия на жидкость источника излучения, поглощение энергии излучения в газовой фазе, начальные параметры жидкого топлива и окружающего воздуха, характер распределения энергии по сечению светового пучка.

Научная новизна работы. Впервые исследованы процессы изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидких конденсированных веществах при зажигании концентрированным потоком светового излучения в рамках созданной модели, учитывающей двумерный теплоперенос, испарение жидкости, диффузию и конвекцию паров горючего в среде окислителя, поглощение энергии излучения парогазовой смесью и жидкостью, кинетику процессов испарения и воспламенения жидкостей. Задача не имеет аналогов по постановке, методу решения и полученным результатам.

В диссертации выполнено исследование процессов, протекающих при воздействии на широко распространённые жидкие топлива (бензин, керосин) концентрированных потоков светового излучения. Теоретический анализ позволил установить влияние ряда факторов: значения мощности и площади зоны действия излучения, поглощения энергии излучения в газовой фазе и в жидкости, начальной температуры воспламеняемой жидкости, параметров окружающего воздуха, характера распределения мощности потока излучения по его сечению, а также формы сечения светового пучка на основные

закономерности физико-химических процессов, протекающих в жидкости, на её поверхности и в малой окрестности зоны фазового перехода.

Практическая значимость. Разработанные модели, алгоритмы и методы численного решения могут быть использованы для прогнозирования изменения физических свойств жидкостей при воздействии на них концентрированных потоков светового излучения различного происхождения. Результаты исследований позволят, в частности, оценить степень пожарной опасности воздействия на жидкие конденсированные вещества концентрированных потоков светового излучения и объяснить механизмы возникновения локальных очагов пожаров на практике. Представленные в работе численные значения характеристик зажигания служат дополнительной основой для построения и апробации моделей воспламенения жидких конденсированных веществ.

Исследования выполнялись в рамках программы работ по гранту Президента РФ (МК-330.2010.8).

Степень достоверности результатов проведённых исследований. Оценка достоверности полученных в ходе вычислений результатов проводилась проверкой консервативности разностной схемы. Тестирование выбранных численных методов и разработанного алгоритма решения основной задачи выполнено на ряде менее сложных нестационарных нелинейных задач теплопроводности, гидродинамики, конвективного теплообмена.

Научные положения, выносимые на защиту:

1. Поглощение энергии излучения формирующейся парогазовой смесью увеличивает инерционность процессов, протекающих в жидком конденсированном веществе при воздействии концентрированных потоков светового излучения (время задержки зажигания увеличивается в среднем на 20%). В условиях поглощения энергии оптического излучения в газовой фазе определены критические условия зажигания.

2. При воздействии на жидкое топливо концентрированного потока светового излучения место локализации зоны химической реакции, в отличие

от системы «одинокая разогретая до высоких температур частица – жидкое топливо – воздух», всегда расположено вблизи границы испарения.

3. На основной параметр исследуемого процесса – время задержки зажигания – значительное влияние оказывает начальная температура горючего (при изменении Θ_2^{st} в диапазоне $0,39 \div 0,44$ К τ_d снижается в среднем более чем на 20%). Массовая доля паров воды в окружающем воздухе и его температура, а также характер распределения плотности энергии излучения по сечению светового пучка практически не влияют на условия реализации фазового перехода и физико-химических превращений в жидких конденсированных веществах при воздействии концентрированных потоков светового излучения (при увеличении C_w от 0 до 0,35 и Θ_o^{st} от 0,39 до 0,44 К τ_d изменяется не более, чем на 4%; при зажигании жидкого топлива потоком светового излучения, плотность энергии которого максимальна на оси, времена задержки зажигания отличаются от τ_d при зажигании световым пучком с постоянным распределением энергии лишь при $H_{las} < 0,4$).

Апробация работы. Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на XVI Международной научно-практической конференции «Современные техника и технологии», (Томск, 2010), на VII Международной конференции «Перспективы развития фундаментальных наук», (Томск, 2010), на Международной конференции «Теплофизические основы энергетических технологий» (Томск, 2010), на Международной конференции «Передовые технические системы и технологии» (Севастополь, 2010), на V Российской национальной конференции по теплообмену (Москва, 2010), на XXIX Сибирском теплофизическом семинаре (Новосибирск, 2010).

Публикации. Основные результаты диссертации представлены в трудах вышеперечисленных конференций, а также в журналах: «Известия Томского политехнического университета», «Journal of Engineering Thermophysics», «Пожаровзрывобезопасность».

Содержание работы.

Первая глава отражает современное состояние теоретических и экспериментальных исследований физико-химических процессов, протекающих в конденсированных веществах при воздействии концентрированных потоков оптического излучения и в жидких топливах при воздействии локальных источников энергии. Описаны основные положения теории газофазного зажигания конденсированных веществ, которую можно использовать при построении моделей теплопереноса при зажигании горючих жидкостей. Проведён анализ работ по теоретическому и экспериментальному исследованию зажигания пожароопасных жидкостей одиночными горячими частицами различной физической природы (углерод, сталь, алюминий и др.), капель жидких топлив, а также парогазовых смесей массивными горячими поверхностями, проволокой, металлическими стержнями и шарами. Рассмотрены работы по зажиганию твёрдых горючих материалов различного состава под действием лазерного излучения. Установлено отсутствие результатов экспериментальных и теоретических исследований закономерностей реализации физико-химических процессов при воздействии на жидкие конденсированные вещества концентрированных потоков светового излучения.

Во второй главе представлена постановка решенной задачи исследования физико-химических процессов, являющихся следствием воздействия на жидкое конденсированное вещество концентрированного потока светового излучения. Рассмотрено решение всех уравнений, используемых для описания исследуемых процессов. Для оценки достоверности полученных результатов при решении системы уравнений, описывающих процессы изменения фазового состояния и физико-химических превращений, протекающие в жидкости, на её поверхности и в малой окрестности зоны фазового перехода, приведён алгоритм проверки консервативности разностной схемы. Описан алгоритм решения задачи. Приведены результаты численного решения тестовых задач для верификации

используемого алгоритма и выбранных численных методов решения основной задачи. Представлены результаты решения нестационарных и нелинейных задач теплопроводности с учётом зависимости теплофизических свойств от изменения температуры, с учётом излучения на границе, задачи конвективного тепломассообмена, в которой рассмотрена тепловая конвекция в замкнутой плоской области.

В третьей главе выполнен теоретический анализ основных закономерностей протекания физико-химических процессов в жидких топливах при воздействии на них концентрированных потоков светового излучения. Приведены основные результаты численных исследований, в частности, зависимости времён задержки зажигания типичных жидких топлив от мощности и площади зоны действия потока светового излучения.

Проанализировано влияние процесса поглощения излучения в газовой и жидкой фазах на величину времён задержки зажигания.

Установлены масштабы влияния на исследуемый процесс начальной температуры жидкости и воздуха, массовой доли водяных паров в окружающем воздухе.

Выявлены закономерности процессов изменения фазового состояния и физико-химических превращений, протекающих в жидкостях под действием концентрированных потоков светового излучения с различным распределением мощности по сечению и при различной конфигурации сечения светового пучка.

В заключении подведены основные итоги выполненных численных исследований.

Глава 1. Современное состояние проблемы исследования физико-химических процессов, протекающих в конденсированных веществах при воздействии концентрированных потоков светового излучения и в жидких топливах при воздействии локальных источников энергии

При решении проблемы обеспечения промышленной безопасности актуальным является своевременный прогноз возникновения очагов возгораний. Это возможно при наличии соответствующего прогностического аппарата. Современные промышленные предприятия характеризуются наличием большого количества потенциальных источников зажигания, многие из которых полностью не изучены [30]. Вместе с тем, с развитием промышленности число потенциальных источников зажигания постоянно увеличивается.

Анализ современного состояния науки о горении позволяет сделать вывод о том, что в данной области существуют несколько направлений теоретических и экспериментальных исследований. К ключевым из них можно отнести изучение процесса горения твёрдых конденсированных веществ [2, 5, 36, 45, 46], слоевых топлив [47], частиц алюминия [42, 43, 48], жидких веществ в виде струй и капель [33, 37–44], турбулентных газовых потоков [41, 48, 49], смесей газов [41, 50].

Несмотря на то, что процессы горения различных веществ исследованы достаточно полно, отдельно стадии воспламенения и зажигания подробно анализируются редко. К немногочисленным работам по данному направлению относится общая теория зажигания конденсированных веществ [2], получившая широкую известность. В этой работе на основе теории тепломассообмена и химической кинетики исследованы имеющие наибольшее значение механизмы тепломассопереноса в конденсированных системах, предложены методы определения основных характеристик зажигания, сформулированы критерии зажигания, классифицированы процессы воспламенения в зависимости от места

локализации экзотермической реакции (твёрдофазная, газофазная и гетерогенная модели).

Самыми простыми в математическом описании считаются физико-химические процессы, которые сопровождаются формированием зоны реакции окисления в твёрдой фазе. Обычно такие подходы используются при построении более сложных моделей [36].

Для создания математических моделей, описывающих физико-химические процессы, протекающие в жидких топливах при воздействии концентрированных потоков светового излучения, из классической теории зажигания [2] можно использовать газофазную модель воспламенения смесового топлива в среде окислителя и инертных газов. Для этой модели предложен аналитический метод нахождения характеристик зажигания [2].

Математическая постановка задачи газофазного зажигания смесового топлива [2] включает уравнения диффузии паров горючего и окислителя, теплопроводности в газовой фазе, распространения тепла в конденсированной фазе твёрдого топлива. Численно исследованы основные закономерности зажигания в газовой фазе при подводе тепла излучением. В рамках подхода [2] возможно дальнейшее фундаментальное исследование процессов зажигания в газовой фазе не только твёрдых, но и жидких конденсированных веществ. В частности, математическую модель и аналитический метод решения задачи [2] можно использовать в качестве основы при разработке математического аппарата для анализа совокупности физико-химических процессов, протекающих при зажигании жидких горючих веществ концентрированным потоком светового излучения.

Влияние группы факторов на интенсивность процессов зажигания твёрдых конденсированных веществ проанализировано в [51]. Некоторые из этих факторов следует учитывать и при изучении процесса зажигания жидкостей. В частности, при нестационарном тепловом зажигании конденсированного вещества выделяют две стадии: нагрев инертного воспламеняемого вещества за счёт тепла внешнего источника и химическая

реакция, протекающая в прогретом слое конденсированного вещества. Аналогичные стадии с определённой степенью условности можно выделить и при воспламенении жидкостей. Как правило, время длительности второй стадии намного меньше первой. Поэтому в теории воспламенения твёрдых конденсированных веществ [36] принято, что условием зажигания является равенство скоростей теплоприходов от внешнего источника и химической реакции окисления воспламеняемого вещества.

Это условие является ключевым в классических приближенных методах расчёта характеристик зажигания [2, 51]. Наиболее общий и простой подход к решению нестационарной задачи теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями сформулирован в работе [51]. В качестве критерия зажигания использовалось выражение, включающее в себя кинетические параметры реакции: предэкспонент k_0 и энергия активации E .

Достаточно полно изучены процессы горения капель жидких топлив. Исследования горения одиночных капель жидких топлив выполнены Варшавским [40], Палевым, Гуревичем [52], Сполдингом [53], Гольдсмитом и Пеннером [52], Кумагаи, Кимура и Изода [37].

Разработанная Варшавским [40] теория диффузионного горения капли жидкого топлива получила широкое распространение. Эта теория применима для изучения процессов испарения и диффузионного горения капель и однофракционных горючих жидкостей, многофракционных топлив. При этом разгонки фракций в процессе зажигания капли многофракционного топлива не происходит. Температура поверхности капли достигает температуры кипения наиболее высококипящей фракции. На основе анализа процессов испарения, диффузии и излучения поверхности зоны горения автором [40] создан математический аппарат, позволяющий определить скорость и размеры зоны горения изотермической капли. Позднее теория диффузионного горения капли жидкого топлива получила развитие и дополнения, однако теория [52, 53] не рассматривает физико-химические процессы, протекающие в объёмах жидких веществ, превосходящих объём капли.

Исследованы закономерности процессов горения жидких топлив в факеле [52]. Факельное сжигание жидкого топлива широко распространено, поэтому изучение этого процесса имеет большое практическое значение. Жидкое топливо всегда сгорает в паровой фазе, потому что температура пламени гораздо выше температуры кипения горючей жидкости, не превышающей обычно нескольких сотен градусов. Процессы испарения и горения могут протекать как совместно, так и по очерёдности [52, 53]. Например, установлено [52], что в пылевидном топливе мелкие капли успевают испаряться при прогреве топлива. В результате образуется парогазовая смесь с окислителем, которая и воспламеняется. Более крупные частицы горят в процессе испарения и могут окружаться собственными факелами [52].

Среди экспериментальных исследований можно выделить работу [33], в которой рассмотрены процессы горения жидких топлив в атмосфере. Исследуемый процесс осуществлялся тремя различными методами. В исследовании по первому методу, имитирующему стационарный процесс горения, топливо равномерно подавалось внутрь пористой сферы со скоростью, обеспечивающей наличие плёнки жидкости на поверхности сферы. Во втором случае капля горючего «подвешивалась» на конце кварцевой нити и исследовалось изменение характерного размера капли в процессе горения. В третьем методе горящие капли свободно падали, и изучалось влияние движения капли на параметры процесса горения. По результатам экспериментов создана теоретическая модель горения капли в атмосфере окислителя, а также выведена общая формула для определения скорости горения капель жидких топлив в зависимости от специфики процесса и вида топлива.

Аналитические и экспериментальные подходы к изучению процессов воспламенения и горения капель топлива [33, 40, 52, 53] могут быть использованы для определения закономерностей и особенностей тепломассопереноса при зажигании и горении жидких топлив.

Вместе с тем, очевидно, что в случае, когда источник нагрева значительно превышает размеры капли жидкости, интенсивность процессов

изменения фазового состояния и физико-химических превращений значительно выше, чем в условиях, когда объём воспламеняемой жидкости превосходит размер локального источника энергии. Поэтому процессы воспламенения капель жидких топлив характеризуются минимальными временами задержки воспламенения, малыми тепловыми эффектами и размерами зон воспламенения. К тому же, в отличие от зажигания одиночных капель массивным телом, в процессе воспламенения жидкого топлива локальным источником значительную роль играет теплота фазового перехода вследствие испарения жидкости, а также движение парогазовой смеси вблизи поверхности топлива. Поэтому механизмы и отдельные стадии процессов зажигания капель жидкостей массивными горячими телами и объёмов жидкостей локальными источниками энергии существенно различаются.

При построении математической модели, описывающей физико-химические процессы, протекающие в пожароопасной жидкости при воздействии концентрированного потока светового излучения в качестве базовой можно использовать модель [6–12]. В ходе исследований [6] впервые была поставлена и решена задача тепломассопереноса при зажигании горючей жидкости одиночной горячей частицей малых размеров. Авторами изучены закономерности реализации физико-химических процессов в типичных жидких топливах (бензине, керосине, дизельном топливе) при попадании на их поверхность одиночных разогретых до высоких температур частиц различной формы (параллелепипед, сфера, диск) [8] и различной физической природы (углеродистые, металлические) [7].

В качестве основного параметра исследуемого процесса рассматривалось время задержки зажигания. Проведена оценка масштабов влияния на этот параметр группы различных факторов [6–12]. Выявлено, что инерционность процесса воспламенения во многом зависит от запаса энергии, которым обладает одиночная горячая частица, то есть от её температуры, формы и теплофизических свойств материала частицы [6–12].

Исследовано влияние формы частицы на время задержки зажигания. Моделировался процесс зажигания горючих жидкостей одиночными частицами в форме параллелепипеда, плоского цилиндра (диска), полусферы [8]. По результатам исследований сделан вывод о том, что минимальные времена задержки воспламенения характерны для процесса зажигания плёнки топлива частицами в форме параллелепипеда, а максимальные – для частиц в форме полусферы. Это можно объяснить, во-первых, разными скоростями остывания тел различной конфигурации, во-вторых, разными площадями контакта частиц в форме диска, полусферы и параллелепипеда с жидкостью и парогазовой смесью. Однако масштабы влияния конфигурации источника нагрева на характеристики процесса зажигания уменьшаются с увеличением размеров частиц [8].

Кроме того, выявлено, что важную роль при зажигании жидких веществ играют условия контакта частицы с воспламеняемой жидкостью [8]. Определены предельные случаи степени погружения горячей частицы в жидкость, при которых происходит воспламенение. Так, например, установлено [8], что зажигание конденсированного вещества не происходит при полном погружении в него разогретой частицы. Оптимальные характеристики зажигания достигаются при контакте частицы с жидкостью, близком к идеальному (частица покоится на поверхности жидкости). Существенную роль в реализации условий воспламенения играет доля энергии частицы, отводимая в парогазовую смесь, поскольку для воспламенения в газовой фазе необходимо, чтобы не только концентрация паров горючего, но и температура парогазовой смеси достигла пороговых значений. Доля энергии, отводимая в газовую фазу, определяется исходя из отношения площадей контакта частицы с жидкостью и парогазовой смесью [8].

Также времена задержки зажигания различаются при рассмотрении одномерной, двумерной и пространственной моделей процесса. Анализ, проведённый в работе [9], позволяет сделать вывод о том, что наименьшая инерционность зажигания является теоретическим следствием в случае

использования пространственной модели, поскольку в этом случае учитывается тепломассоперенос по трём направлениям. Соответственно, увеличиваются скорости прогрева и испарения жидкого конденсированного вещества, а также разогрева формирующейся парогазовой смеси. Максимальные значения времён задержки зажигания характерны для одномерной модели. Кроме того, одномерная модель не позволяет выяснить, какой из трёх режимов зажигания реализуется в процессе. Установлено [9], что в зависимости от энергетического запаса источника нагрева имеет место различное расположение зоны химической реакции: над частицей, вблизи боковой грани частицы, либо в паровом зазоре между жидкостью и частично погруженным в неё источником зажигания. Всё это указывает на наличие некоторых ограничений применения одномерных моделей для детального исследования механизмов зажигания жидкостей.

Установлены зависимости основных параметров зажигания от группы факторов: размеров парового зазора между горячей частицей и жидким топливом, а также теплофизических свойств материала частицы [6].

Полученные на основе численного моделирования процесса зажигания жидкого топлива одиночной горячей частицей характеристики [6–12] хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований, представленных в [13–15]. Опыты проводились с тем же набором горючих жидкостей, что и в [6–12]. Изучалось влияние размеров, формы и начальной температуры разогретых стальных частиц на параметры процесса зажигания топлива.

Анализируя результаты теоретических [6–12] и экспериментальных исследований [13–15], можно сделать вывод о том, что существующие подходы к изучению процессов изменения фазового состояния и физико-химических превращений в горючих жидкостях под действием локальных источников энергии, в частности, одиночных горячих частиц, могут быть использованы при математическом моделировании физико-химических процессов, являющихся следствием воздействия на жидкие конденсированные вещества концентрированного потока светового излучения. По аналогии с уравнениями,

описывающими процесс зажигания жидкого топлива одиночной частицей, можно математически описать процессы изменения фазового состояния и физико-химических превращений в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух».

В то же время физико-химические процессы, протекающие в жидкости, на её поверхности и в малой окрестности зоны фазового перехода при воздействии концентрированного потока светового излучения имеют ряд отличительных особенностей, например то, что световое излучение воздействует на топливо непрерывно с постоянной мощностью, а одиночная горячая частица имеет конечное теплосодержание и остывает при контакте с жидкостью.

Среди работ, посвящённых анализу процессов зажигания веществ потоком излучения, можно выделить ряд теоретических [17–20, 24, 25, 35] и экспериментальных [21–23] исследований. Они посвящены исследованию механизмов зажигания твёрдых конденсированных веществ.

Наиболее полно закономерности протекания процессов зажигания конденсированных веществ под действием оптического излучения исследованы в [17]. Проанализированы критические явления при инициировании экзотермически реагирующего вещества коротким световым импульсом. Этот анализ позволил сделать вывод о том, что при импульсном облучении твёрдого конденсированного вещества энергия зажигания зависит от глубины поглощения излучения. Также выявлено, что зажигание может происходить спустя определённое время после снятия воздействия излучения. Время задержки воспламенения зависит от свойств конденсированного вещества, интенсивности излучения и условий теплообмена с окружающей средой [17].

При исследовании локального теплового облучения конденсированного вещества было получено выражение для критической мощности потока светового излучения [17]. Если мощность излучения меньше этого значения, реализуется квазистационарный низкотемпературный режим взаимодействия конденсированного вещества с окислителем. В случае, когда мощность

излучения превышает критическое значение, происходит высокотемпературное взаимодействие.

Результаты численного моделирования физико-химических процессов, протекающих при воздействии на конденсированное взрывчатое вещество (нитроэфир) лазерного импульса представлены в [19]. Варьировались значения плотности энергии и длительности воздействия лазерного излучения, плотности поджигаемого вещества, а также изучалось влияние на параметры зажигания коэффициента поглощения излучения взрывчатого вещества. В результате установлено, что увеличение интенсивности излучения и коэффициента поглощения нитроэфира снижают пороги зажигания, что подтверждается рядом экспериментальных исследований [54–57]. Авторы [20] усложнили задачу, дополнив в постановке уравнение теплопроводности уравнением термоупругих напряжений, так как энергия активации твёрдотельной химической реакции зависит от напряжения. Также исследовано [20] влияние стеклянной подложки на инициирование процесса зажигания. В случае, когда моделировался процесс зажигания взрывчатого вещества, прикрытого прозрачной для лазерного излучения стеклянной пластиной, наблюдалось снижение порога зажигания, так как волны напряжения, проходя через систему, «катализируют» экзотермическую реакцию. Кроме того, стеклянная подложка предотвращает как термостимулированное, так и фотостимулированное испарение молекул нитроэфира с поверхности.

Экспериментальные исследования по зажиганию пиротехнического состава в атмосфере воздуха при воздействии лазерного излучения проводились авторами [21–23].

Пиротехнический состав засыпался в капсулу и запрессовывался до давления 400 кгс/см^2 [21]. Исследовались открытые образцы и образцы под прикрытием прозрачного диэлектрика. Целью опытов было выявление зависимости порогов зажигания и времён задержки зажигания от длительности воздействия лазерного излучения и плотности его энергии. Пороги зажигания определялись следующим образом. Строились вероятностные кривые

зажигания на интервале от 0 до 100 % (количество зажиганий/количество опытов) как функция от плотности энергии падающего излучения при заданных длительностях импульса лазерного излучения. Каждой точке кривой соответствовала статистика из 20 опытов с разбросом показаний калориметра не более 10 % от среднего значения. За порог зажигания принимались значения плотности энергии излучения, при которых реализовывалось пятидесятипроцентное зажигание.

Эксперименты [21] показали, что при воздействии импульса миллисекундной длительности образцы хорошо зажигаются как с открытой поверхностью, так и под прикрытием. При этом образцы с открытой поверхностью вспыхивали без звука и быстро сгорали, демонстрируя яркий высокий факел. Под прикрытием смеси с некоторой вероятностью либо взрывались, либо беззвучно сгорали во время или после воздействия лазерного излучения [21].

Из результатов исследований [21] видно, что в области больших длительностей лазерного излучения (более 0,1 мс) наблюдается увеличение порогов зажигания с ростом времени воздействия излучения. Авторы [21] предполагают, что это может быть связано с зажиганием, происходящим в результате нагрева объёма, ограниченного диаметром лазерного пучка и глубиной проникновения излучения.

Когда процесс создания и развития теплового очага сопровождается интенсивным газовыделением или отводом тепла за счёт теплопроводности, присутствуют релаксационные процессы [21]. Очевидно, что чем больше время разгрузки теплового очага, тем лучше условия его развития в очаг горения и взрыва [21].

Если длительность лазерного импульса мала, а время его воздействия значительно меньше времени релаксации, разгрузкой очага можно пренебречь, и его развитие определяется запасом тепла независимо от скорости подвода энергии. В этом диапазоне длительностей лазерного излучения критерием инициирования зажигания является плотность энергии в лазерном пучке [21].

В области больших длительностей скорость теплоотвода играет решающую роль в процессе развития очага. Для устойчивого зажигания необходимо некоторое превышение скорости подвода энергии над скоростью теплоотвода.

Если же поверхность прессованных образцов покрыта прозрачным диэлектриком, газоотвод с поверхности ограничен. Основным механизмом отвода тепла из облучённого объёма в данном случае является кондуктивный. В условиях открытой поверхности возможен газоотвод тепла, обеспечивающий дополнительную разгрузку очага. Несмотря на это пороги зажигания образцов с открытой поверхностью оказались ниже порогов зажигания образцов под покрытием. Авторы [22] предполагают, что объяснение данному экспериментальному факту может быть следующим: высокая чувствительность открытых образцов связана с активирующей ролью окружающего газа в реакции разложения и относительно низкой ролью газодинамической разгрузки очага через поверхность.

Изменение дисперсности некоторых компонентов поджигаемой композиции (при введении нанопорошка гамма-оксида алюминия) [22] приводило к увеличению скорости горения, появлению факела и выносу продуктов горения, а также к изменению конечных продуктов сгорания. Изучалось [21] влияние состава атмосферы, в частности, концентрации кислорода, а также ориентации лазерного пучка в пространстве на чувствительность конденсированного вещества к зажиганию. Так выявлено [21], что воздействие лазерного излучения сверху вниз способствует доступу кислорода воздуха в реакционную зону. Если облучение происходит в направлении снизу вверх, затрудняется свободная конвекция и продукты термохимического разложения препятствуют поступлению кислорода [21].

Разработана модель зажигания и перехода к горению твёрдого газифицирующегося конденсированного вещества под действием светового излучения [35]. Выявлена динамика основных характеристик зажигания, таких как температура поверхности конденсированного вещества, максимальная

температура горения, распределение концентрации газового реагента, тепловой поток из газовой фазы, координата появления пламени и, наконец, время задержки зажигания. Установлено, что после отсечки источника излучения изменение перечисленных характеристик представляет собой затухающие колебания, которые прекращаются при установлении горения либо при затухании. Также результаты этой работы подтверждают полученные в ходе экспериментов [59, 60] данные о том, что зажигание происходит только в том случае, если значение мощности излучения лежит в определённом диапазоне, индивидуальном для различных конденсированных веществ. Кроме того, установлено, что этот диапазон мощностей более ограничен для веществ, обладающих высокой энергией активации.

Результаты большинства из проанализированных в данной главе работ могут быть использованы или применяются при решении проблем обеспечения пожарной безопасности.

Анализ современного состояния теоретических и экспериментальных исследований зажигания конденсированных веществ позволяет сделать вывод о том, что на сегодняшний день наименее изученными остаются физико-химические процессы, протекающие при воздействии на горючие жидкости локальных источников энергии, в частности, концентрированных световых потоков. В условиях высокой вероятности осуществления воздействия на жидкие конденсированные вещества концентрированных потоков светового излучения и связанной с этим опасностью возникновения неконтролируемых возгораний изучение таких процессов является особенно актуальным.

Глава 2. Постановка задачи моделирования изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидких топливах при воздействии концентрированных потоков светового излучения

2.1 Физическая постановка

Рассмотрена задача математического моделирования изменения фазового состояния и физико-химических превращений в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» (рис. 2.1.1).

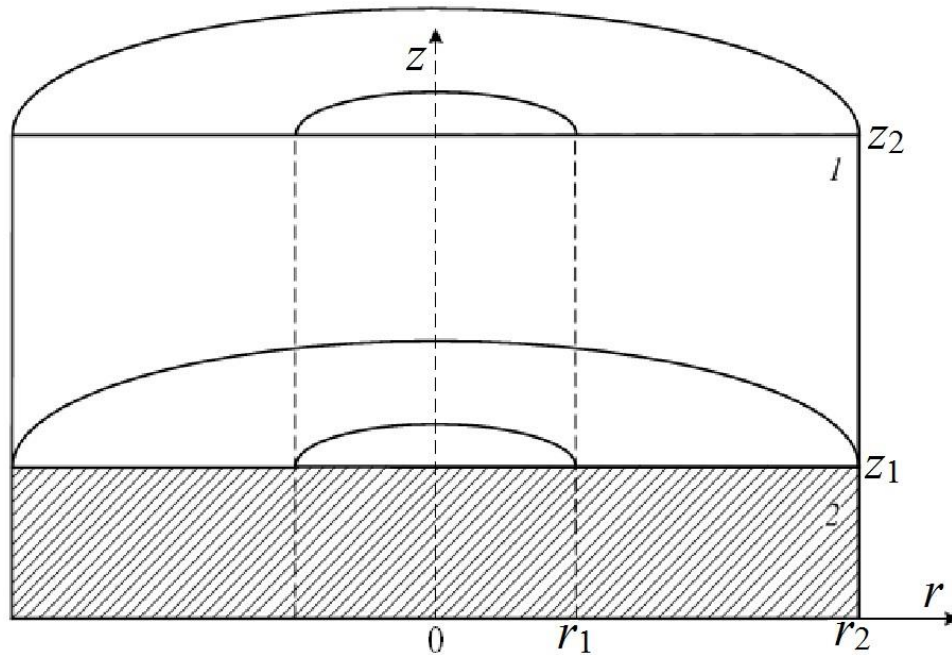


Рисунок 2.1.1. Схема области решения задачи ($0 < t < t_d$): 1 – смесь паров жидкого топлива с воздухом; 2 – жидкость

Численный анализ исследуемого процесса выполнен при следующих допущениях, не накладывающих существенных ограничений на общность постановки задачи:

1. В результате испарения горючей жидкости образуется одно вещество с известными характеристиками. При экспериментальном определении

кинетических параметров реакции воспламенения жидких веществ обычно [42] определяются эффективные значения энергии активации E и предэкспоненциального множителя k_0 . Предполагается реализация одной «эффективной» реакции, в которой участвует одно горючее вещество. Соответственно, теоретический анализ исследуемого процесса возможен при использовании кинетической схемы, для которой известны кинетические постоянные.

2. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ не зависят от температуры. Автором [6] показано, что допущение постоянства теплофизических характеристик при зажигании жидких топлив является правомерным.

3. Не учитываются возможные процессы выгорания. Известно [2], что фактор выгорания заметен только при длительном нагреве вещества (более 5 с). При быстрых (время задержки зажигания менее 0,5 с) скоростях зажигания роль этого фактора малозначительна.

Предполагалось, что на поверхность жидкого конденсированного вещества непрерывно воздействует концентрированный поток светового излучения, имеющий радиус зоны действия r_1 . За счёт подводимой энергии поверхностные слои жидкости прогреваются. Начинается процесс испарения. Пары горючего диффундируют от поверхности жидкости в воздух и начинают с ним взаимодействовать. При этом увеличивается доля энергии, поглощаемой в газовой фазе при прохождении потока светового излучения. Вследствие этого формирующаяся парогазовая смесь разогревается, а интенсивность испарения горючей жидкости снижается. При достижении пороговых значений концентрации паров горючего в воздухе и температуры парогазовой смеси происходит зажигание. Интервал времени с момента начала воздействия потока светового излучения на жидкость до её воспламенения считается временем задержки зажигания t_d .

Рассмотрена осесимметричная задача, которая решена в цилиндрических координатах.

В качестве воспламеняемых жидких веществ рассмотрены типичные пожароопасные жидкости: керосин и бензин.

Условиями воспламенения для рассматриваемой газофазной модели являлись следующие [2]:

1) тепло, выделяемое в результате химической реакции паров горючего с окислителем, больше тепла, передаваемого от источника зажигания жидкому веществу;

2) температура смеси паров горючего с окислителем превышает температуру воспламенения горючей жидкости.

2.2 Математическая модель

Система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений, соответствующая сформулированной постановке задачи (рис. 2.1.1), имеет следующий вид.

Для смеси паров горючего с окислителем в воздухе ($0 < r < r_2$, $z_1 < z < z_2$) система уравнений включает:

уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(zv)}{\partial z} = 0; \quad (2.2.1)$$

уравнения движения смеси паров горючего с воздухом:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial r} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{u}{r} = -\frac{1}{\rho_1} \cdot \frac{\partial P_1}{\partial r} + v_1 \cdot \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} \right), \quad (2.2.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial v}{\partial r} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_1} \cdot \frac{\partial P_1}{\partial z} + v_1 \cdot \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \beta \cdot g \cdot (T_1 - T_0), \quad (2.2.3)$$

уравнение энергии в зоне действия светового излучения:

$$\rho_1 \cdot C_1 \cdot \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} + v \cdot \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) = \lambda_1 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) + Q_o \cdot W_o + \frac{\partial H(z)}{\partial z}; \quad (2.2.4)$$

уравнение энергии вне зоны действия светового излучения:

$$\rho_1 \cdot C_1 \cdot \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} + v \cdot \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) = \lambda_1 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) + Q_o \cdot W_o; \quad (2.2.5)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе:

$$\rho_3 \cdot \left(\frac{\partial C_f}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial C_f}{\partial r} + v \cdot \frac{\partial C_f}{\partial z} \right) = \rho_3 \cdot D_3 \cdot \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial C_f}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial z^2} \right) - W_e; \quad (2.2.6)$$

уравнение баланса:

$$C_f + C_o = 1. \quad (2.2.7)$$

Объёмные доли компонентов парогазовой смеси определялись из их массовых долей:

$$\varphi_3 = \frac{C_f / \rho_3}{C_f / \rho_3 + (1 - C_f) / \rho_o}, \quad (2.2.8)$$

$$\varphi_3 + \varphi_o = 1. \quad (2.2.9)$$

Теплофизические характеристики смеси паров горючего с газами окислителя в воздухе вычислялись по формулам:

$$\lambda_1 = \lambda_o \cdot \varphi_o + \lambda_3 \cdot \varphi_3 \quad (2.2.10)$$

$$C_1 = C_o \cdot \varphi_o + C_3 \cdot \varphi_3, \quad (2.2.11)$$

$$\rho_1 = \rho_o \cdot \varphi_o + \rho_3 \cdot \varphi_3. \quad (2.2.12)$$

Уравнение энергии для жидкости вне зоны действия концентрированного потока светового излучения ($r_1 < r < r_2$, $0 < z < z_1$):

$$\rho_2 \cdot C_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right); \quad (2.2.13)$$

уравнение энергии для жидкости в зоне действия концентрированного потока светового излучения ($0 < r < r_1$, $0 < z < z_1$):

$$\rho_2 \cdot C_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial H(z)}{\partial z}. \quad (2.2.14)$$

Здесь u , v – составляющие скорости конвекции смеси паров горючего и окислителя в проекции на ось r и z соответственно, м/с;

r , z – координаты цилиндрической системы координат;

t – время, с;

ρ – плотность, кг/м³;

P_1 – давление парогазовой смеси, Н/м²;

ν – кинематическая вязкость, м²/с;

β – коэффициент термического расширения, К⁻¹;

g – ускорение свободного падения, м/с²;

T – температура, К;

T_0 – начальная температура воздуха и жидкости, К;

C – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К);

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);

Q_o – тепловой эффект реакции окисления паров горючего в воздухе, МДж/кг;

W_o – массовая скорость окисления паров горючего в воздухе, кг/(м³·с);

$H(z)$ – плотность энергии светового излучения, Вт/м²;

C_f – массовая доля паров жидкого горючего вещества в парогазовой смеси ($0 \leq C_f \leq 1$);

D – коэффициент диффузии паров жидкого горючего вещества в воздухе, м²/с;

W_e – массовая скорость испарения жидкости, кг/(м²·с);

C_o – массовая доля окислителя в парогазовой смеси ($0 \leq C_o \leq 1$);

φ – объёмная доля компонента парогазовой смеси ($0 \leq \varphi \leq 1$).

Индексы «1», «2», «3» соответствуют парогазовой смеси, жидкому топливу, парам горючего.

Для исключения поля давления представим уравнения (2.2.2)–(2.2.5) в переменных «функция тока – вихрь скорости» [60].

Функция тока ψ и вектор вихря скорости ω заданы следующим образом:

$$u = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r}; \quad (2.2.15)$$

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (2.2.16)$$

После подстановки компонентов скорости u и v в уравнение (2.2.16) получаем:

$$\begin{aligned}\omega &= \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z} \right); \\ \omega &= -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}; \\ \omega &= \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}.\end{aligned}$$

После умножения на $(-r)$ обеих частей уравнения получаем уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -r \cdot \omega, \quad (2.2.17)$$

Преобразуем (2.2.2) и (2.2.3) следующим образом: (2.2.2) продифференцируем по z , (2.2.3) – по r . После этого из (2.2.3) вычитаем (2.2.2). Получаем уравнение завихрённости:

$$u \cdot \frac{\partial \omega}{\partial r} + v \cdot \frac{\partial \omega}{\partial z} - u \cdot \frac{\omega}{r} = v_1 \cdot \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) + g \cdot \beta \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r}. \quad (2.2.18)$$

Представим уравнения (2.2.4)–(2.2.6), (2.2.13), (2.2.14), (2.2.17), (2.2.18) в безразмерной форме записи. Для этого в качестве масштабных величин в рассматриваемой системе (рис. 2.1.1) используем:

$$\begin{aligned}R = \frac{r}{z_2}, \quad Z = \frac{z}{z_2}; \quad \tau = \frac{t}{t_m}, \quad t_m = \frac{z_2}{V_m}, \quad V_m = \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}; \quad U = \frac{u}{V_m}, \quad V = \frac{v}{V_m}; \\ \Theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}, \quad \Delta T = T_m - T_0; \quad \Psi = \frac{\psi}{\Psi_m}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_m}, \quad \Psi_m = V_m \cdot z_2^2, \quad \omega_m = \frac{V_m}{z_2}, \quad (2.2.19)\end{aligned}$$

где t_m – масштаб времени, с;

τ – безразмерное время;

U, V – безразмерные составляющие скорости конвекции в проекции на ось r и z соответственно;

Θ – безразмерная температура;

$T_m = 1000$ К – масштаб температуры;

Ψ – безразмерный аналог функции тока;

Ψ_m – масштаб функции тока, $\text{м}^2/\text{с}$;

Ω – безразмерный аналог вектора вихря;

ω_m – масштаб вектора вихря, c^{-1} .

При использовании масштабных величин (2.2.19) уравнение Пуассона (2.2.17) запишется в виде:

$$-R \cdot \Omega \cdot \left(\frac{z_2 \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2} \right) = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} \cdot \left(\frac{z_2^2 \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2^2} \right) - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} \cdot \left(\frac{z_2^2 \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2^2} \right) + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} \times \left(\frac{z_2^2 \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2^2} \right).$$

Делим обе части уравнения на $\sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2^2}$.

Получаем уравнение Пуассона в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R \cdot \Omega. \quad (2.2.20)$$

Приводим уравнение завихренности (2.2.18) к безразмерному виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T}{z_2} \right) + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T}{z_2} \right) + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Z} \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T}{z_2} \right) - U \cdot \frac{\Omega}{R} \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T}{z_2} \right) = \\ = v_1 \cdot \left(\frac{\sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2^3} \right) \cdot \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right) + \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T}{z_2} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}. \end{aligned}$$

Разделив обе части уравнения на $\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T}{z_2}$, получим:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \cdot \frac{\Omega}{R} = \frac{v_1}{\sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right) + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}.$$

При использовании безразмерных комплексов Рэлея Ra и Прандтля Pr получим уравнение завихренности в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \cdot \frac{\Omega}{R} = \sqrt{\frac{Pr_1}{Ra_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right) + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}. \quad (2.2.21)$$

В безразмерном виде уравнение энергии (2.2.4) запишется следующим образом:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} \cdot \left(\frac{\Delta T \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2} \right) + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} \cdot \left(\frac{\Delta T \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2} \right) + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} \cdot \left(\frac{\Delta T \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2} \right) =$$

$$= \frac{\lambda_1}{\rho_1 \cdot C_1} \left(\frac{\Delta T}{z_2^2} \right) \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{1}{\rho_1 \cdot C_1} \left(Q_o \cdot W_o + \frac{\partial H(z)}{\partial z} \right).$$

Делим обе части уравнения на $\frac{\Delta T \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2}$. Получаем:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{\lambda_1}{\rho_1 \cdot C_1} \left(\frac{1}{z_2 \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}} \right) \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T} \times \left(Q_o \cdot W_o + \frac{\partial H(z)}{\partial z} \right).$$

Используя безразмерные комплексы Рэлея Ra и Прандтля Pr, получаем уравнение энергии в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \left(Q_o \cdot W_o + \frac{\partial H(z)}{\partial z} \right) \times \frac{z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}. \quad (2.2.22)$$

Уравнение энергии для парогазовой смеси вне зоны действия излучения (2.2.5) после аналогичных преобразований запишется в виде:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{z_2 \cdot Q_o \cdot W_o}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_o \cdot \Delta T}. \quad (2.2.23)$$

Применив масштабные величины (2.2.19) запишем уравнение диффузии паров горючего (2.2.5) в виде:

$$\frac{\partial C_f}{\partial \tau} \left(\frac{\sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2} \right) + U \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} \left(\frac{\sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2} \right) + V \cdot \frac{\partial C_f}{\partial Z} \left(\frac{\sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2} \right) = \left(\frac{D_3}{z_2^2} \right) \times \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Z^2} \right) - \frac{W_o}{\rho_3}.$$

Разделив обе части уравнения на $\frac{\sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2}$, получим:

$$\frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial C_f}{\partial Z} = \left(\frac{D_3(T)}{z_2 \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}} \right) \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Z^2} \right) - \frac{z_2 \cdot W_o}{V_o \cdot \rho_3(T)}.$$

Запишем уравнение диффузии паров горючего в безразмерных переменных, используя безразмерные комплексы Рэлея Ra, Прандтля Pr и Шмидта Sc:

$$\frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial C_f}{\partial Z} = \frac{1}{Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Z^2} \right) - \frac{z_2 \cdot W_o}{V_0 \cdot \rho_3(T)}. \quad (2.2.24)$$

При использовании масштабных величин (2.2.19) уравнение энергии для жидкости в зоне действия светового излучения (2.2.13) запишем в виде:

$$\rho_2 \cdot C_2 \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} \left(\frac{\Delta T \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2} \right) = \lambda_2 \cdot \left(\frac{\Delta T}{z_2^2} \right) \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} \right) + \frac{\partial H(z)}{\partial z}.$$

Делим обе части уравнения на $\frac{\Delta T \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}}{z_2}$. Получаем:

$$\rho_2 \cdot C_2 \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \lambda_2 \cdot \left(\frac{1}{z_2 \cdot \sqrt{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot z_2}} \right) \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} \right) + \frac{z_2}{V_0 \cdot \Delta T} \cdot \frac{\partial H(z)}{\partial z}.$$

Используя безразмерный комплекс Фурье Fo, получим:

$$\frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + \frac{z_2}{\lambda_2 \cdot \Delta T} \cdot \frac{\partial H(z)}{\partial z}. \quad (2.2.25)$$

После аналогичных преобразований уравнения (2.2.12) с помощью масштабных величин (2.2.19) и безразмерного комплекса Фурье Fo получаем уравнение энергии для жидкости вне зоны действия светового излучения:

$$\frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}. \quad (2.2.26)$$

Безразмерные комплексы (число Рэлея Ra, число Прандтля Pr, число Шмидта Sc, число Фурье Fo) вычислялись из соотношений [61, 62]:

$$Ra = \frac{\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot z_2^3 \cdot C \cdot \rho}{\lambda \cdot \nu} \quad (2.2.27)$$

$$Pr = \frac{\nu \cdot C \cdot \rho}{\lambda}; \quad (2.2.28)$$

$$Sc = \frac{\nu}{D}; \quad (2.2.29)$$

$$Fo = \frac{\lambda \cdot t_m}{\rho \cdot C \cdot z_2^2}. \quad (2.2.30)$$

Решение системы уравнений (2.2.20)–(2.2.26) проведено при следующих краевых условиях:

начальные условия ($\tau=0$):

$$0 < R < R_2, 0 < Z < Z_1: \quad \Theta_2 = \Theta_0; \quad (2.2.31)$$

$$0 < R < R_2, Z_1 < Z < Z_2: \quad \begin{cases} \Theta_1 = \Theta_0, \\ C_f = 0, \\ \Omega = 0, \\ \Psi = 0; \end{cases} \quad (2.2.32)$$

граничные условия $\left(0 < \tau < \frac{t_d}{t_m}\right)$:

$$Z=0, 0 < R < R_2: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = 0; \quad (2.2.33)$$

$$Z=Z_1, 0 < R < R_1: \quad \begin{cases} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - \frac{z_2}{\lambda_2 \cdot \Delta T} \times \\ \times \left[Q_e \cdot W_e - H(0) \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2}\right) \right], \\ \Theta_1 = \Theta_2, \\ \frac{\partial C_f}{\partial Z} = -\frac{W_e \cdot z_2}{\rho_3 \cdot D_3}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{U}{R}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial R} = -\frac{V}{R}; \end{cases} \quad (2.2.34)$$

$$\begin{aligned}
Z=Z_1, R_1 < R < R_2: & \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - \frac{z_2 \cdot Q_e \cdot W_e}{\lambda_2 \cdot \Delta T}, \\ \Theta_1 &= \Theta_2, \\ \frac{\partial C_f}{\partial Z} &= -\frac{W_e \cdot z_2}{\rho_3 \cdot D_3}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Z} &= \frac{U}{R}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial R} &= -\frac{V}{R}; \end{aligned} \right. \quad (2.2.35)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Z=Z_2, 0 < R < R_2: & \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} &= 0, \\ \frac{\partial C_f}{\partial Z} &= 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Z} &= 0, \\ \Psi &= 0; \end{aligned} \right. \quad (2.2.36)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R=0, 0 < Z < Z_1: & \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = 0; \quad (2.2.37)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R=0, Z_1 < Z < Z_2: & \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} &= 0, \\ \frac{\partial C_f}{\partial R} &= 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial R} &= 0, \\ \Psi &= 0; \end{aligned} \right. \quad (2.2.38)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R=R_2, 0 < Z < Z_1: & \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = 0; \quad (2.2.39)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R=R_2, Z_1 < Z < Z_2: & \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} &= 0, \\ \frac{\partial C_f}{\partial R} &= 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial R} &= 0, \\ \Psi &= 0. \end{aligned} \right. \quad (2.2.40)
\end{aligned}$$

Здесь Q_e – тепловой эффект фазового перехода при испарении жидкости, кДж/кг.

Для вычисления массовой скорости окисления паров горючего в воздухе использовалось выражение [63]:

$$W_o = k_0 \cdot (1 - C_f)^n \cdot C_f^m \cdot \rho_1 \cdot \exp\left(-\frac{E}{R_t \cdot T_1}\right), \quad (2.2.41)$$

где k_0 – предэкспоненциальный множитель, с^{-1} ;

E – энергия активации, кДж/моль;

R_t – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К);

n, m – постоянные ($n=m=1$).

Коэффициент диффузии паров горючего в воздухе вычислялся по формуле [64]:

$$D_3 = s \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{T_1}{273}\right)^k, \quad (2.2.42)$$

где s, k – постоянные (для бензина $s=7,83, k=1,89$; для керосина $s=4,9, k=1,6$).

Массовая скорость испарения жидкости определялась из соотношения [65]:

$$W_e = \frac{A \cdot (P_e^s - P_e)}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R_t \cdot T_p / M}}, \quad (2.2.43)$$

где A – коэффициент аккомодации;

P_e^s – давление насыщения паров жидкого горючего вещества, Н/м²;

P_e – давление паров над поверхностью, Н/м²;

M – молекулярная масса жидкого горючего вещества, кг/кмоль;

T_p – температура поверхности жидкости, К.

Коэффициент аккомодации вычислялся по формуле [66]:

$$A = \frac{35}{(P_e^s)^{0,56}}. \quad (2.2.44)$$

Плотность энергии излучения на границе парогазовой смеси при $Z=Z_2$ определялась по формуле [67]:

$$H(Z_2) = \frac{P}{\pi \cdot r_1^2}, \quad (2.2.45)$$

где P – мощность концентрированного потока светового излучения, Вт; r_1 – радиус зоны действия излучения, м.

Изменение плотности энергии в парогазовой смеси при $Z_1 < Z < Z_2$ определялось по закону Бугера-Ламберта-Бера [67]:

$$H(Z) = H(Z_2) \cdot \exp[-k_{\lambda 1} \cdot (z_2 - z)], \quad (2.2.46)$$

где $k_{\lambda 1}$ – коэффициент поглощения энергии концентрированного потока светового излучения парогазовой смесью, м^{-1} .

Аналогично определялось изменение плотности энергии сфокусированного излучения в жидком топливе при $0 < Z < Z_1$:

$$H(Z) = H(Z_1) \cdot \exp[-k_{\lambda 2} \cdot (z_1 - z)], \quad (2.2.47)$$

где $k_{\lambda 2}$ – коэффициент поглощения энергии концентрированного светового излучения жидкостью, м^{-1} .

Для определения безразмерной плотности энергии светового излучения H_{las} использовалось следующее выражение:

$$H_{las} = \frac{H(Z_2)}{H(Z_2)_m}, \quad (2.2.48)$$

где $H(Z_2)$, $H(Z_2)_m$ – плотности энергии оптического излучения на границе парогазовой смеси при мощности P и P_m соответственно, $\text{Вт}/\text{м}^2$.

2.3 Метод решения

Для решения системы дифференциальных уравнений (2.2.20)–(2.2.26) с соответствующими начальными и граничными условиями (2.2.31)–(2.2.40) использовался метод конечных разностей (МКР) [68–72]. Разностные аналоги дифференциальных уравнений решались локально-одномерным методом [68]. При решении нелинейных уравнений применялся метод итераций [73] совместно с методом прогонки с использованием неявной четырёхточечной разностной схемы [71]. Для повышения точности решения количество

пространственных узлов по каждой из координат выбиралось не менее 200. Вычисления проводились сквозной прогонкой через всю область решения (рис. 2.1.1).

2.4 Решение уравнений энергии

Уравнение энергии для газовой фазы в зоне действия светового излучения в безразмерной постановке имеет вид:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \left(Q_o \cdot W_o + \frac{\partial H(Z)}{\partial Z} \right) \times \frac{z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}, \quad (2.4.1)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.4.1) [68]:

$$\begin{aligned} & \frac{\Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{1i,j}^n}{\tau} + U_{i,j}^n \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} - |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} = \\ & = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1}} \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1} \cdot h_r}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_r^2} + \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{R} \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} \right] \cdot \frac{z_2 \cdot Q_o \cdot W_o}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}, \quad (2.4.2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Theta_{1i,j}^{n+1} - \Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} + V_{i,j}^n \cdot \frac{\Theta_{1i,j+1}^{n+1} - \Theta_{1i,j-1}^{n+1}}{2 \cdot h_z} - |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\Theta_{1i,j+1}^{n+1} - 2 \cdot \Theta_{1i,j}^{n+1} + \Theta_{1i,j-1}^{n+1}}{2 \cdot h_z} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1}} \times \\ & \times \left[\left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1} \cdot h_z}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{\Theta_{1i,j+1}^{n+1} - 2 \cdot \Theta_{1i,j}^{n+1} + \Theta_{1i,j-1}^{n+1}}{h_z^2} \right] + \frac{z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T} \times \\ & \times \left(Q_o \cdot W_o + \frac{H_{i,j+1}^n - H_{i,j-1}^n}{2 \cdot h_z} \right). \quad (2.4.3) \end{aligned}$$

В приведенных схемах использовались аппроксимации конвективных членов, осредненные относительно $V_{i,j}^n$, $|V_{i,j}^n|$ и $U_{i,j}^n$, $|U_{i,j}^n|$ для того, чтобы схема не зависела от знака скорости. При этом применялась аппроксимация одномерных операторов центральными разностями [68].

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [68]:

$$A_i \cdot \Theta_{li+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \cdot \Theta_{li,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \cdot \Theta_{li-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.4.4)$$

$$A_j \cdot \Theta_{li,j+1}^{n+1} - B_j \cdot \Theta_{li,j}^{n+1} + C_j \cdot \Theta_{li,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.4.5)$$

где

$$A_i = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_r}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{h_r^2} + \frac{1}{2 \cdot R \cdot h_r} \right] - \frac{U_{i,j}^n}{2 \cdot h_r} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2 \cdot h_r}, \quad (2.4.6)$$

$$B_i = \frac{2}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_r^2} \cdot \left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_r}{2} \right)^{-1} + \frac{|U_{i,j}^n|}{h_r} + \frac{1}{\tau}, \quad (2.4.7)$$

$$C_i = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_r}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{h_r^2} - \frac{1}{2 \cdot R \cdot h_r} \right] + \frac{U_{i,j}^n}{2 \cdot h_r} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2 h_r}, \quad (2.4.8)$$

$$F_i = -\frac{\Theta_{li,j}^n}{\tau} - \frac{Q_o \cdot W_o \cdot z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot \Delta T \cdot V_m}; \quad (2.4.9)$$

$$A_j = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_z^2} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_z}{2} \right)^{-1} - \frac{V_{i,j}^n}{2 \cdot h_z} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2 \cdot h_z}, \quad (2.4.10)$$

$$B_j = \frac{2}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_z^2} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_z}{2} \right)^{-1} + \frac{|V_{i,j}^n|}{h_z} + \frac{1}{\tau}, \quad (2.4.11)$$

$$C_j = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_z^2} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1} \cdot h_z}{2} \right)^{-1} + \frac{V_{i,j}^n}{2 \cdot h_z} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2 \cdot h_z}, \quad (2.4.12)$$

$$F_j = -\frac{\Theta_{li,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} - \frac{z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T} \cdot \left(Q_o \cdot W_o + \frac{H_{i,j+1}^n - H_{i,j-1}^n}{2 \cdot h_z} \right). \quad (2.4.13)$$

Уравнение энергии для газовой фазы вне зоны действия светового излучения в безразмерной постановке имеет вид:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{Q_o \cdot W_o \cdot z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}. \quad (2.4.14)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.4.14) [68]:

$$\begin{aligned} & \frac{\Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{1i,j}^n}{\tau} + U_{i,j}^n \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} - |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1}} \times \\ & \times \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1} \cdot h_r}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_r^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} \right] + \\ & + \frac{z_2 \cdot Q_o \cdot W_o}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}; \end{aligned} \quad (2.4.15)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Theta_{1i,j}^{n+1} - \Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} + V_{i,j}^n \cdot \frac{\Theta_{1i,j+1}^{n+1} - \Theta_{1i,j-1}^{n+1}}{2 \cdot h_z} - |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\Theta_{1i,j+1}^{n+1} - 2 \cdot \Theta_{1i,j}^{n+1} + \Theta_{1i,j-1}^{n+1}}{2 \cdot h_z} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1}} \times \\ & \times \left[\left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1} \cdot h_z}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{\Theta_{1i,j+1}^{n+1} - 2 \cdot \Theta_{1i,j}^{n+1} + \Theta_{1i,j-1}^{n+1}}{h_z^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\Theta_{1i,j+1}^{n+1} - \Theta_{1i,j-1}^{n+1}}{2 \cdot h_z} \right] + \\ & + \frac{z_2 \cdot Q_o \cdot W_o}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}. \end{aligned} \quad (2.4.16)$$

В приведенной схеме использовалась аппроксимация конвективных членов, осредненная относительно $V_{i,j}^n$, $|V_{i,j}^n|$ и $U_{i,j}^n$, $|U_{i,j}^n|$ для того, чтобы схема не зависела от знака скорости. При этом применялась аппроксимация одномерных операторов центральными разностями [68].

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [68]:

$$A_i \cdot \Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \cdot \Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \cdot \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.4.17)$$

$$A_j \cdot \Theta_{1i,j+1}^{n+1} - B_j \cdot \Theta_{1i,j}^{n+1} + C_j \cdot \Theta_{1i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.4.18)$$

где

$$A_i = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1} \cdot h_r}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{h_r^2} + \frac{1}{2 \cdot R \cdot h_r} \right] - \frac{U_{i,j}^n}{2 \cdot h_r} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2 \cdot h_r}, \quad (2.4.19)$$

$$B_i = \frac{2}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1} \cdot h_r^2} \cdot \left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1} \cdot h_r}{2} \right)^{-1} + \frac{|U_{i,j}^n|}{h_r} + \frac{1}{\tau}, \quad (2.4.20)$$

$$C_i = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1 \cdot h_r}}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{h_r^2} - \frac{1}{2 \cdot R \cdot h_r} \right] + \frac{U_{i,j}^n}{2 \cdot h_r} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2h_r}, \quad (2.4.21)$$

$$F_i = -\frac{\Theta_{1i,j}^n}{\tau} - \frac{Q_o \cdot W_o \cdot z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot \Delta T \cdot V_m}; \quad (2.4.22)$$

$$A_j = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1 \cdot h_z^2}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1 \cdot h_z}}{2} \right)^{-1} - \frac{V_{i,j}^n}{2 \cdot h_z} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2 \cdot h_z}, \quad (2.4.23)$$

$$B_j = \frac{2}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1 \cdot h_z^2}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1 \cdot h_z}}{2} \right)^{-1} + \frac{|V_{i,j}^n|}{h_z} + \frac{1}{\tau}, \quad (2.4.24)$$

$$C_j = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1 \cdot h_z^2}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\sqrt{\text{Ra}_1 \cdot \text{Pr}_1 \cdot h_z}}{2} \right)^{-1} + \frac{V_{i,j}^n}{2 \cdot h_z} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2 \cdot h_z}, \quad (2.4.25)$$

$$F_j = -\frac{\Theta_{1i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} - \frac{Q_o \cdot W_o \cdot z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}. \quad (2.4.26)$$

На первом полушаге по времени из граничных условий на левой границе области решения уравнения энергии вычислялись прогоночные коэффициенты α_0 и β_0 . Далее прямой прогонкой определялись коэффициенты α_i и β_i в каждом узле сетки [68]. После нахождения значений температуры на правой границе области решения уравнения энергии из соответствующего граничного условия выполнялась обратная прогонка, в ходе которой определялись значения температуры в каждом узле сетки. Таким образом решались системы уравнений (2.4.2), (2.4.6)–(2.4.9), (2.4.15), (2.4.19)–(2.4.22). На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.4.3), (2.4.10)–(2.4.13), (2.4.16), (2.4.23)–(2.4.26).

2.5 Решение уравнений теплопроводности

Уравнение теплопроводности для жидкой фазы в зоне действия излучения в безразмерной постановке имеет вид:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + \frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_2 \cdot V_m}. \quad (2.5.1)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.5.1) [68]:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \cdot \frac{\Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{2i,j}^n}{\tau} = \frac{\Theta_{2i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{2i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_r^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\Theta_{li+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{li-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} + \frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_2 \cdot V_m}, \quad (2.5.2)$$

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \cdot \frac{Q_{2i,j}^{n+1} - Q_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} = \frac{\Theta_{2i,j+1}^{n+1} - 2 \cdot \Theta_{2i,j}^{n+1} + \Theta_{2i,j-1}^{n+1}}{h_z^2} + \frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_2 \cdot V_m}. \quad (2.5.3)$$

Разностные уравнения сводились к трёхдиагональному виду и решались методом прогонки [68]:

$$A_i \cdot \Theta_{2i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \cdot \Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \cdot \Theta_{2i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.5.4)$$

$$A_j \cdot \Theta_{2i,j+1}^{n+1} - B_j \cdot \Theta_{2i,j}^{n+1} + C_j \cdot \Theta_{2i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.5.5)$$

где

$$A_i = \frac{1}{h_r^2} + \frac{1}{2 \cdot h_r \cdot R}, \quad (2.5.6)$$

$$B_i = \frac{1}{\text{Fo}_2 \cdot \tau} + \frac{2}{h_r^2}, \quad (2.5.7)$$

$$C_i = \frac{1}{h_r^2} - \frac{1}{2 \cdot h_r \cdot R}, \quad (2.5.8)$$

$$F_i = -\frac{\Theta_{2i,j}^n}{\text{Fo}_2 \cdot \tau} - \frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_2 \cdot V_m}; \quad (2.5.9)$$

$$A_j = \frac{1}{h_z^2}, \quad (2.5.10)$$

$$B_j = \frac{1}{\text{Fo}_2 \cdot \tau} + \frac{2}{h_z^2}, \quad (2.5.11)$$

$$C_j = \frac{1}{h_z^2}, \quad (2.5.12)$$

$$F_j = -\frac{\Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\text{Fo}_2 \cdot \tau} - \frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_2 \cdot V_m}. \quad (2.5.13)$$

Уравнение теплопроводности для жидкой фазы вне зоны действия излучения в безразмерной постановке имеет вид:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}. \quad (2.5.14)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.5.14) [68]:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \cdot \frac{\Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{2i,j}^n}{\tau} = \frac{\Theta_{2i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \times \Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{2i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_r^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\Theta_{1i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{1i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r}, \quad (2.5.15)$$

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \cdot \frac{\Theta_{2i,j}^{n+1} - \Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} = \frac{\Theta_{2i,j+1}^{n+1} - 2 \cdot \Theta_{2i,j}^{n+1} + \Theta_{2i,j-1}^{n+1}}{h_z^2}. \quad (2.5.16)$$

Разностные уравнения сводились к трёхдиагональному виду и решались методом прогонки [68]:

$$A_i \cdot \Theta_{2i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \cdot \Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \cdot \Theta_{2i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.5.17)$$

$$A_j \cdot \Theta_{2i,j+1}^{n+1} - B_j \cdot \Theta_{2i,j}^{n+1} + C_j \cdot \Theta_{2i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.5.18)$$

где

$$A_i = \frac{1}{h_r^2} + \frac{1}{2 \cdot h_r \cdot R}, \quad (2.5.19)$$

$$B_i = \frac{1}{\text{Fo}_2 \cdot \tau} + \frac{2}{h_r^2}, \quad (2.5.20)$$

$$C_i = \frac{1}{h_r^2} - \frac{1}{2 \cdot h_r \cdot R}, \quad (2.5.21)$$

$$F_i = -\frac{\Theta_{2i,j}^n}{\text{Fo}_2 \cdot \tau}; \quad (2.5.22)$$

$$A_j = \frac{1}{h_z^2}, \quad (2.5.23)$$

$$B_j = \frac{1}{\text{Fo}_2 \cdot \tau} + \frac{2}{h_z^2}, \quad (2.5.24)$$

$$C_j = \frac{1}{h_z^2}, \quad (2.5.25)$$

$$F_j = -\frac{\Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\text{Fo}_2 \cdot \tau}. \quad (2.5.26)$$

На первом полушаге по времени из граничных условий на левой границе области решения уравнений энергии для жидкости вычислялись прогоночные коэффициенты α_0 и β_0 . Прямой прогонкой определялись коэффициенты α_i и β_i в каждом узле сетки [68]. После нахождения значений температуры на правой границе области решения уравнений энергии для жидкой фазы из соответствующего граничного условия выполнялась обратная прогонка, в ходе которой определялись значения температуры горючего в каждом узле сетки [68]. Таким образом решались системы уравнений (2.5.4), (2.5.6)–(2.5.9), (2.5.17), (2.5.19)–(2.5.22). На втором полушаге по времени аналогично решались системы уравнений (2.5.5), (2.5.10)–(2.5.13), (2.5.18), (2.5.23)–(2.5.26).

2.6 Решение уравнения диффузии

Уравнение диффузии в безразмерной постановке имеет вид:

$$\frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial C_f}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Sc}_3} \cdot \sqrt{\frac{\text{Pr}_3}{\text{Ra}_3}} \cdot \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Z^2} \right) - \frac{z_2 \cdot W_o}{V_m \cdot \rho_3}. \quad (2.6.1)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.6.1) [68]:

$$\frac{C_{fi,j}^{n+\frac{1}{2}} - C_{fi,j}^n}{\tau} + U_{i,j}^n \cdot \frac{C_{fi+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - C_{fi-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} - |U_{i,j}^n| \cdot \frac{C_{fi+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot C_{fi,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_{fi-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} = \frac{1}{\text{Sc}_3} \cdot \sqrt{\frac{\text{Pr}_3}{\text{Ra}_3}} \times$$

$$\times \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{h_r \cdot \text{Sc}_3 \cdot \sqrt{\frac{\text{Ra}_3}{\text{Pr}_3}}}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{C_{fi+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot C_{fi,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_{fi-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_r^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{C_{fi+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - C_{fi-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} \right] +$$

$$-\frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_3 \cdot V_m}, \quad (2.6.2)$$

$$\frac{C_{fi,j}^{n+1} - C_{fi,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} + V_{i,j}^n \cdot \frac{C_{fi+1,j}^{n+1} - C_{fi-1,j}^{n+1}}{2 \cdot h_z} - |V_{i,j}^n| \cdot \frac{C_{fi,j+1}^{n+1} - 2 \cdot C_{fi,j}^{n+1} + C_{fi,j-1}^{n+1}}{2 \cdot h_z} = \frac{1}{Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \times$$

$$\times \left[\left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{h_z \cdot Sc_3 \cdot \sqrt{\frac{Ra_3}{Pr_3}}}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{C_{fi,j+1}^{n+1} - 2 \cdot C_{fi,j}^{n+1} + C_{fi,j-1}^{n+1}}{h_z^2} - \frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_3 \cdot V_m} \right]. \quad (2.6.3)$$

В приведенных схемах использовались аппроксимации конвективных членов, осредненные относительно $V_{i,j}^n$, $|V_{i,j}^n|$ и $U_{i,j}^n$, $|U_{i,j}^n|$ для того, чтобы схема не зависела от знака скорости. При этом применялась аппроксимация одномерных операторов центральными разностями [68].

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [68]:

$$A_i \cdot C_{fi+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \cdot C_{fi,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \cdot C_{fi-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.6.4)$$

$$A_j \cdot C_{fi,j+1}^{n+1} - B_j \cdot C_{fi,j}^{n+1} + C_j \cdot C_{fi,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.6.5)$$

где

$$A_i = \frac{1}{Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{h_r \cdot Sc_3 \cdot \sqrt{\frac{Ra_3}{Pr_3}}}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{h_r^2} + \frac{1}{2 \cdot R \cdot h_r} \right] - \frac{U_{i,j}^n}{2 \cdot h_r} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2 \cdot h_r}, \quad (2.6.6)$$

$$B_i = \frac{2}{h_r^2 \cdot Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{h_r \cdot Sc_3 \cdot \sqrt{\frac{Ra_3}{Pr_3}}}{2} \right)^{-1} + \frac{|U_{i,j}^n|}{h_r} + \frac{1}{\tau}, \quad (2.6.7)$$

$$C_i = \frac{1}{Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{h_r \cdot Sc_3 \cdot \sqrt{\frac{Ra_3}{Pr_3}}}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{h_r^2} - \frac{1}{2 \cdot R \cdot h_r} \right] + \frac{U_{i,j}^n}{2 \cdot h_r} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2 \cdot h_r}, \quad (2.6.8)$$

$$F_i = -\frac{C_{fi,j}^n}{\tau} + \frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_3 \cdot V_m}; \quad (2.6.9)$$

$$A_j = \frac{1}{h_z^2 \cdot Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{h_z \cdot Sc_3 \cdot \sqrt{\frac{Ra_3}{Pr_3}}}{2} \right)^{-1} - \frac{V_{i,j}^n}{2 \cdot h_z} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2 \cdot h_z}, \quad (2.6.10)$$

$$B_j = \frac{2}{h_z^2 \cdot Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{h_z \cdot Sc_3 \cdot \sqrt{\frac{Ra_3}{Pr_3}}}{2} \right)^{-1} + \frac{|V_{i,j}^n|}{h_z} + \frac{1}{\tau}, \quad (2.6.11)$$

$$C_j = \frac{1}{h_z^2 \cdot Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{h_z \cdot Sc_3 \cdot \sqrt{\frac{Ra_3}{Pr_3}}}{2} \right)^{-1} + \frac{V_{i,j}^n}{2 \cdot h_z} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2 \cdot h_z}, \quad (2.6.12)$$

$$F_j = -\frac{C_{fi,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} + \frac{z_2 \cdot W_o}{\rho_3 \cdot V_m}. \quad (2.6.13)$$

На первом полушаге по времени из граничных условий на левой границе области решения уравнения диффузии вычислялись прогоночные коэффициенты α_0 и β_0 . Прямой прогонкой определялись коэффициенты α_i и β_i в каждом узле сетки [68]. После нахождения значений концентрации горючего на правой границе области решения уравнения диффузии из соответствующего граничного условия выполнялась обратная прогонка, в ходе которой определялись значения концентрации горючего в каждом узле сетки [68]. Таким образом решалась система уравнений (2.6.4), (2.6.6)–(2.6.9).

На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.6.5), (2.6.10)–(2.6.13).

2.7 Решение уравнения Пуассона

Уравнение Пуассона в безразмерной постановке имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R \cdot \Omega. \quad (2.7.1)$$

Для решения данного уравнения использовался получивший широкое распространение неявный метод переменных направлений. Для этого стационарное уравнение (2.7.1) приводилось к нестационарному виду:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} + R \cdot \Omega. \quad (2.7.2)$$

При использовании аппроксимации Самарского выполнялся переход от дифференциального (2.7.2) к разностным уравнениям [68]:

$$\frac{\Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} - \Psi_{i,j}^k}{\tau/2} = \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{h_r^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} + \frac{\Psi_{i,j+1}^k - 2 \cdot \Psi_{i,j}^k + \Psi_{i,j-1}^k}{h_z^2} + R \cdot \Omega_{i,j}, \quad (2.7.3)$$

$$\frac{\Psi_{i,j}^{k+1} - \Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}}}{\tau/2} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{k+1} - 2 \cdot \Psi_{i,j}^{k+1} + \Psi_{i,j-1}^{k+1}}{h_z^2} + \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{h_r^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} + R \cdot \Omega_{i,j}. \quad (2.7.4)$$

Разностные уравнения сводились к трёхдиагональному виду и решались методом прогонки [68]:

$$A_i \cdot \Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - B_i \cdot \Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + C_i \cdot \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.7.5)$$

$$A_j \cdot \Psi_{i,j+1}^{k+1} - B_j \cdot \Psi_{i,j}^{k+1} + C_j \cdot \Psi_{i,j-1}^{k+1} = F_j, \quad (2.7.6)$$

где

$$A_i = \frac{1}{h_r^2} - \frac{1}{2 \cdot h_r \cdot R}, \quad (2.7.7)$$

$$B_i = \frac{2}{h_r^2} + \frac{2}{\tau}, \quad (2.7.8)$$

$$C_i = \frac{1}{h_r^2} + \frac{1}{2 \cdot h_r \cdot R}, \quad (2.7.9)$$

$$F_i = -\frac{\Psi_{i,j}^k}{\tau/2} - \frac{\Psi_{i,j+1}^k - 2 \cdot \Psi_{i,j}^k + \Psi_{i,j-1}^k}{h_z^2} - R \cdot \Omega_{i,j}; \quad (2.7.10)$$

$$A_j = \frac{1}{h_z^2}, \quad (2.7.11)$$

$$B_j = \frac{2}{h_z^2} + \frac{2}{\tau}, \quad (2.7.12)$$

$$C_j = \frac{1}{h_z^2}, \quad (2.7.13)$$

$$F_j = -\frac{\Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}}}{\tau/2} - \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{h_r^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} - R \cdot \Omega_{i,j}. \quad (2.7.14)$$

На первом полушаге по времени из граничных условий на левой границе области решения уравнения Пуассона для функции тока вычислялись прогоночные коэффициенты α_0 и β_0 . Далее прямой прогонкой определялись коэффициенты α_i и β_i в каждом узле сетки [68]. После нахождения значений функции тока на правой границе области решения уравнения Пуассона из соответствующего граничного условия выполнялась обратная прогонка, в ходе которой определялись значения функции тока в каждом узле сетки [68]. Таким образом решалась система уравнений (2.7.5), (2.7.7)–(2.7.10). На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.7.6), (2.7.11)–(2.7.14).

2.8 Постановка граничных условий для уравнения вектора вихря скорости

Главной особенностью граничных условий для уравнения завихрённости (2.2.16) является тот факт, что они записываются в явном виде лишь для функции тока и не задаются для вектора вихря. Наибольшее

распространение получил метод задания граничных условий, который предполагает разложение функции тока вблизи границы в ряд Тейлора [62]:

$$\Psi_{1,j} = \Psi_{0,j} + h_r \cdot \left. \frac{\partial \Psi}{\partial R} \right|_{0,j} + \frac{h_r^2}{2} \cdot \left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} \right|_{0,j} + \frac{1}{R} \cdot \left. \frac{\partial \Psi}{\partial R} \right|_{0,j} + \dots \quad (2.8.1)$$

Как правило, в данном разложении ограничиваются членами второго порядка. В результате для вектора вихря можно записать выражение вида:

$$\Omega_{0,j} = \left. \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} \right|_{0,j} = \left. \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} - \frac{1}{R} \cdot \frac{2 \cdot (\Psi_{1,j} - \Psi_{0,j})}{h_r^2} + \frac{2}{h_r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} \right|_{0,j}. \quad (2.8.2)$$

На практике чаще используют аппроксимацию второй производной функции тока [62]:

$$\left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} \right|_{0,j} = \frac{8 \cdot \Psi_{1,j} - \Psi_{2,j} - 7 \cdot \Psi_{0,j}}{2 \cdot h_r^2} - \frac{3}{h_r} \cdot \left. \frac{\partial \Psi}{\partial R} \right|_{0,j} + \frac{1}{R} \cdot \left. \frac{\partial \Psi}{\partial R} \right|_{0,j}. \quad (2.8.3)$$

При определённых граничных условиях формула (2.8.3) значительно упрощается, благодаря чему для вектора вихря можно записать формулу Вудса как первого, так и второго порядка. В данной работе использовалась формула Вудса вида:

$$\Omega_{0,j} = \left. \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} \right|_{0,j} = \left. \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} - \frac{1}{R} \cdot \frac{8 \cdot \Psi_{1,j} - \Psi_{2,j} - 7 \cdot \Psi_{0,j}}{2 \cdot h_r^2} - \frac{3}{h_r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} \right|_{0,j}. \quad (2.8.4)$$

Аналогичным образом получено выражение для вычисления значения вектора вихря на второй границе:

$$\Omega_{n,j} = \left. \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} \right|_{n,j} = \left. \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} - \frac{1}{R} \cdot \frac{8 \cdot \Psi_{n-1,j} - \Psi_{n-2,j} - 7 \cdot \Psi_{n,j}}{2 \cdot h_r^2} + \frac{3}{h_r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} \right|_{n,j}. \quad (2.8.5)$$

Кроме того, имеется ряд особенностей выбора вида граничных условий на границах, где происходит испарение жидкости, т.е. вдув паров жидкого вещества в газовую область. Также особый интерес представляет граница газовой фазы, рассматриваемой вдали от границы раздела сред. Выбору данных граничных условий посвящено много работ, анализ которых выполнен в [62].

Известно [62], что невозможно представить граничные условия на входной границе потока единственным образом, так как они меняются в

направлении, перпендикулярном потоку, и зависят от решения в исследуемой области. Первоначально все теоретические исследования выполнялись при постоянных значениях функции тока на данных границах. Позднее Томан и Шевчик доказали несостоятельность таких исследований. Они предложили устанавливать на входной границе не значение для функции тока, а её градиент. В данной работе использовался этот способ задания граничных условий на входной границе, незначительно изменённый Роучем и Мюллером [62].

Для остальных границ области решения основной задачи (рис. 2.1.1) граничные условия записывались по формуле Вудса второго порядка (2.8.4, 2.8.5).

2.9 Решение уравнения завихрённости

Уравнение для вектора вихря скорости в безразмерной постановке имеет вид:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \cdot \frac{\Omega}{R} = \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right) + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}. \quad (2.9.1)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.9.1) [68]:

$$\begin{aligned} & \frac{\Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Omega_{i,j}^n}{\tau} + U_{i,j}^n \cdot \frac{\Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} - |U_{i,j}^n| \cdot \frac{\Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} - U_{i,j}^n \cdot \frac{\Omega_{i,j}^n}{R} = \\ & = \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{h_r \cdot \sqrt{\text{Ra}_1}}{2} \right)^{-1} \cdot \frac{\Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2 \cdot \Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_r^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2 \cdot h_r} \right] + \\ & \quad + \frac{\Theta_{i+1,j}^n - \Theta_{i-1,j}^n}{2 \cdot h_r}, \end{aligned} \quad (2.9.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_{i,j}^{n+1} - \Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} + V_{i,j}^n \cdot \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1} - \Omega_{i,j-1}^{n+1}}{2 \cdot h_z} - |V_{i,j}^n| \cdot \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1} - 2 \cdot \Omega_{i,j}^{n+1} + \Omega_{i,j-1}^{n+1}}{2 \cdot h_z} = \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left[\left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{h_z \cdot \sqrt{\text{Ra}_1}}{2 \sqrt{\text{Pr}_1}} \right)^{-1} \times \right. \\ \left. \times \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1} - 2 \cdot \Omega_{i,j}^{n+1} + \Omega_{i,j-1}^{n+1}}{h_z^2} \right] + \frac{\Theta_{i,j+1}^n - \Theta_{i,j-1}^n}{2 \cdot h_z}. \end{aligned} \quad (2.9.3)$$

В приведенных схемах использовались аппроксимации конвективных членов, осредненные относительно $V_{i,j}^n$, $|V_{i,j}^n|$ и $U_{i,j}^n$, $|U_{i,j}^n|$ для того, чтобы схема не зависела от знака скорости. При этом применялась аппроксимация одномерных операторов центральными разностями [68].

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [68]:

$$A_i \cdot \Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \cdot \Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \cdot \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.9.4)$$

$$A_j \cdot \Omega_{i,j+1}^{n+1} - B_j \cdot \Omega_{i,j}^{n+1} + C_j \cdot \Omega_{i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.9.5)$$

где

$$A_i = \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{h_r \cdot \sqrt{\text{Ra}_1}}{2 \sqrt{\text{Pr}_1}} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{h_r^2} + \frac{1}{2 \cdot h_r \cdot R} \right] - \frac{U_{i,j}^n}{2 \cdot h_r} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2 \cdot h_r}, \quad (2.9.6)$$

$$B_i = \frac{2}{h_r^2} \cdot \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{h_r \cdot \sqrt{\text{Ra}_1}}{2 \sqrt{\text{Pr}_1}} \right)^{-1} + \frac{|U_{i,j}^n|}{h_r} + \frac{1}{\tau}, \quad (2.9.7)$$

$$C_i = \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \cdot \frac{h_r \cdot \sqrt{\text{Ra}_1}}{2 \sqrt{\text{Pr}_1}} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{h_r^2} - \frac{1}{2 \cdot h_r \cdot R} \right] + \frac{U_{i,j}^n}{2 \cdot h_r} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2 \cdot h_r}, \quad (2.9.8)$$

$$F_i = -\frac{\Omega_{i,j}^n}{\tau} + U_{i,j}^n \cdot \frac{\Omega_{i,j}^n}{R} - \frac{\Theta_{i+1,j}^n - \Theta_{i-1,j}^n}{2 \cdot h_r}; \quad (2.9.9)$$

$$A_j = \frac{1}{h_z^2} \cdot \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{h_z \cdot \sqrt{\frac{\text{Ra}_1}{\text{Pr}_1}}}{2} \right)^{-1} - \frac{V_{i,j}^n}{2 \cdot h_z} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2 \cdot h_z}, \quad (2.9.10)$$

$$B_j = \frac{2}{h_z^2} \cdot \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{h_z \cdot \sqrt{\frac{\text{Ra}_1}{\text{Pr}_1}}}{2} \right)^{-1} + \frac{|V_{i,j}^n|}{h_z} + \frac{1}{\tau}, \quad (2.9.11)$$

$$C_j = \frac{1}{h_z^2} \cdot \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \cdot \left(1 + |V_{i,j}^n| \cdot \frac{h_z \cdot \sqrt{\frac{\text{Ra}_1}{\text{Pr}_1}}}{2} \right)^{-1} + \frac{V_{i,j}^n}{2 \cdot h_z} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2 \cdot h_z}, \quad (2.9.12)$$

$$F_j = -\frac{\Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} - \frac{\Theta_{i,j+1}^n - \Theta_{i,j-1}^n}{2 \cdot h_z}. \quad (2.9.13)$$

На первом полушаге по времени из граничных условий на левой границе области решения уравнения для вектора вихря скорости вычислялись прогоночные коэффициенты α_0 и β_0 . Далее прямой проголкой определялись коэффициенты α_i и β_i в каждом узле сетки [68]. После нахождения значений вектора вихря скорости на правой границе области решения уравнения для вектора вихря скорости из соответствующего граничного условия выполнялась обратная проголка, в ходе которой определялись значения вектора вихря скорости в каждом узле сетки [68]. Таким образом решалась система уравнений (2.9.4), (2.9.6)–(2.9.9). На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.9.5), (2.9.10)–(2.9.13).

2.10 Оценка достоверности полученных результатов

После определения значений температуры, концентрации горючего, функции тока, вектора вихря скорости в каждом узле координатной сетки выполнялась проверка точности получаемых результатов на каждом шаге по времени. Из-за отсутствия экспериментальных данных оценка достоверности полученных в ходе вычислений результатов выполнялась проверкой консервативности используемой разностной схемы. Вычислялась точность выполнения закона сохранения энергии в выделенной области решения задачи (рис. 2.10.1).

Погрешность по балансу энергии (%) определялась из выражения:

$$\varepsilon = \frac{Q_r + Q_c - Q_v - Q_a - Q_f}{Q_r} \cdot 100, \quad (2.10.1)$$

где Q_r – теплота, подведённая к жидкости и воздуху потоком светового излучения, МДж/кг; Q_c – теплота, выделяющаяся в результате химической реакции окисления паров горючего в воздухе, МДж/кг; Q_v – теплота фазового перехода при испарении жидкости, МДж/кг; Q_a и Q_f – теплота, аккумулированная в воздухе и жидкости, МДж/кг.

Теплота, подведённая к жидкости и воздуху потоком светового излучения за время $K \cdot \Delta t$:

$$Q_r = \sum_{j=M_{z1}}^{M_z} \sum_{i=1}^{N_{R1}} p \cdot \pi \cdot R_1^2 \cdot K \cdot \Delta t. \quad (2.10.2)$$

Теплота, выделяющаяся в результате химической реакции окисления паров горючего в воздухе:

$$Q_c = \sum_{j=M_{z1}}^{M_z} \sum_{i=1}^{N_r} Q_o \cdot W_o \cdot h_r \cdot h_z \cdot d \cdot K \cdot \Delta t. \quad (2.10.3)$$

Теплота фазового перехода при испарении жидкости:

$$Q_v = \sum_{i=1}^{N_R} Q_e \cdot W_e \cdot h_r \cdot d \cdot K \cdot \Delta t \Big|_{j=M_{z1}}. \quad (2.10.4)$$

Теплота, аккумулированная в воздухе и жидкости за время $K \cdot \Delta t$:

$$Q_a = \sum_{j=M_{z1}}^{M_z} \sum_{i=1}^{N_R} C_1 \cdot \rho_1 \cdot [T(i, j, k-1) - T(i, j, k)] \cdot h_r \cdot h_z \cdot d, \quad (2.10.5)$$

$$Q_f = \sum_{j=1}^{M_{z1}} \sum_{i=1}^{N_R} C_2 \cdot \rho_2 \cdot [T(i, j, k-1) - T(i, j, k)] \cdot h_r \cdot h_z \cdot d. \quad (2.10.6)$$

Здесь $T(i, j, k-1)$ – температура на $(k-1)$ -ом временном слое; $T(i, j, k)$ – температура на k -ом временном слое; i и j – номера узлов координатной сетки по оси r и z соответственно; N_r и M_z – число узлов координатной сетки по оси r и z соответственно; Δt – шаг по времени; K – число шагов по времени; d – характерный размер области решения по третьей координате.

Для определения баланса энергии в области решения задачи (рис. 2.10.1) выделены: • – узлы, в которых учитывалась теплоемкость; × – узлы, в которых учитывалось тепло фазового перехода при испарении жидкости; ~~~ – зона химической реакции.

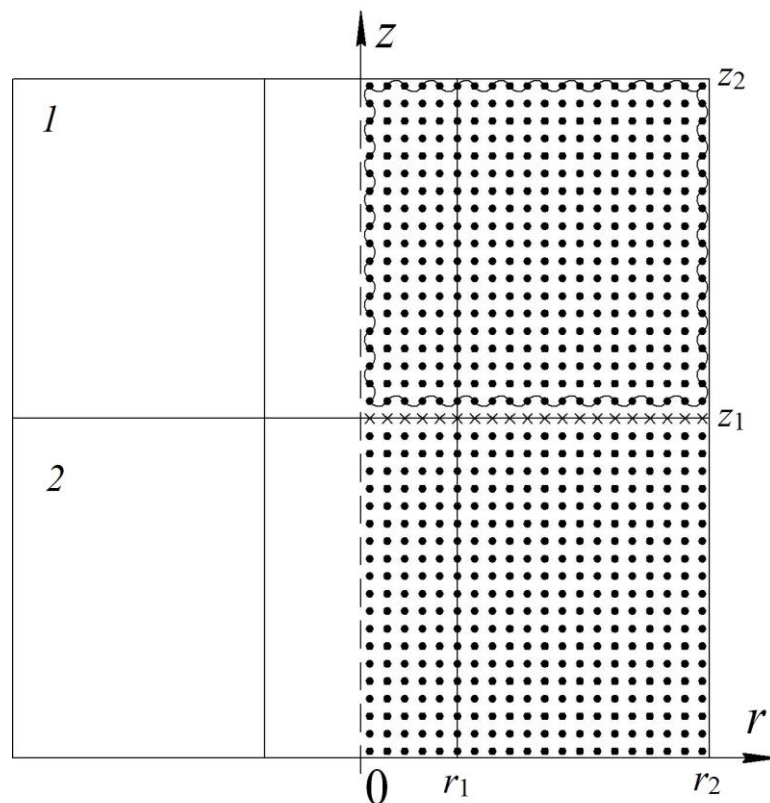


Рисунок 2.10.1 Область анализа погрешности баланса энергии: 1 – парогазовая смесь, 2 – жидкость

2.11 Алгоритм решения задачи

1. На первом шаге по времени строился итерационный цикл для определения температурного поля в рассматриваемой системе (рис. 2.1.1). В качестве начального приближения задавалось значение сеточной функции на предшествующем временном слое. Итерационный цикл заканчивался при условии:

$$\max |T^{(s)} - T^{(s-1)}| \leq \delta, \quad (2.11.1)$$

где δ – заданное малое число, s – номер итерации.

Если в результате итерационного цикла требуемая точность вычислений не достигалась, то полученное приближение $T^{(s)}$ задавалось в качестве начального в систему разностных аналогов уравнений энергии и теплопроводности для определения очередного приближения $T^{(s+1)}$. При достижении заданной точности вычислений выполнялся переход к следующему временному слою.

Для достижения сходимости итерационного цикла в условиях высоких скоростей протекания физико-химических процессов при наличии фазовых переходов и химических реакций, традиционная схема итерационного алгоритма дополнялась процедурой «осреднения итераций» [74]. Вводился итерационный коэффициент последовательного осреднения γ . В этом случае значение искомой функции $T_*^{(s+1)}$, вводимое на каждой итерации в качестве последнего приближения в соответствующие разностные операторы, отличалось от фактически вычисленного на последней итерации значения $T^{(s+1)}$ и вычислялось для каждого узла итерационной сетки по формуле:

$$T_*^{(s+1)} = T^{(s)} + \gamma \cdot (T^{(s+1)} - T^{(s)}), \quad 0 < \gamma < 1. \quad (2.11.2)$$

Введение такой процедуры приводило к существенному снижению скорости сходимости итераций в процессе решения задачи, но обеспечивало сходимость.

В выполняемых расчётах точность вычислений температуры принималась $\delta=0,5$ К ввиду минимально возможной в данной постановке

температуры $T=300$ К. На каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (2.11.1), решение проводилось по методике, изложенной в пункте 2.4. Далее вычислялась температура жидкой фазы согласно основным положениям, изложенным в пункте 2.5.

2. Поле концентраций горючего определялось аналогично температурному полю. На каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (2.11.1) для концентрации горючего, решение проводилось по методике, изложенной в пункте 2.6.

3. При известных значениях концентрации горючего и температуры в каждом узле пространственной сетки вычислялось значение функции тока Ψ согласно пункту 2.7.

4. По найденным значениям функции тока Ψ и температуры в каждом узле сетки итерационным путём определялись значения вектора вихря скорости Ω . На каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (2.11.1) для вектора вихря скорости проводилось по методике, изложенной в пункте 2.9.

5. По значениям вектора вихря скорости Ω и функции тока Ψ вычислялись компоненты скорости конвекции паров горючего U и V .

6. Для контроля точности проводимых вычислений в каждом узле сетки выполнялась оценка достоверности полученных результатов по методике, изложенной в пункте 2.10.

7. Затем проверялись условия окончания вычислений по превышению температуры парогазовой смеси температуры воспламенения горючей жидкости ($T_1 > T_{ign}$) и превышению энергии, выделяемой в результате химической реакции паров горючего с окислителем, энергии источника зажигания ($Q_c > Q_r$). В случае невыполнения условий окончания вычислений выполнялся переход на следующий временной слой и определялись поля температуры, концентрации горючего, функции тока, вектора вихря скорости, проверялась достоверность полученных результатов и условий окончания вычислений по пунктам 1–5 данного алгоритма.

В случае выполнения условий окончания вычислений определялось время прохождения исследуемого процесса, которое представляет собой время задержки зажигания t_d в рассматриваемой системе (рис. 2.1.1).

2.12 Решение тестовых задач

Так как решений задач, адекватных рассматриваемой, до настоящего времени не известно, тестирование составленного алгоритма выполнено на ряде менее сложных нестационарных задач теплопроводности, гидродинамики, конвективного теплообмена.

2.12.1 Одномерный теплоперенос в плоской бесконечной пластине с фазовым переходом на границе (испарение материала)

Физическая постановка

Рассматривается процесс теплопроводности в пластине с сублимацией на двух границах трифторида алюминия AlF_3 [75] (рис. 2.12.1). Толщина пластины $L=0,3$ м. AlF_3 имеет следующие теплофизические характеристики: $\lambda=60$ Вт/(м·К); $\rho=3070$ кг/м³; $C=1260$ Дж/(кг·К); $M=0,084$ кг/моль; $A=0,1$; $P_0=10^5$ Па; $q=10^6$ Вт/м²; $Q_e=3,8\cdot 10^4$ Дж/кг. Начальная температура области решения $T_0=1000$ К. Необходимо определить температурные поля в пластине через 60, 120, 300 секунд.

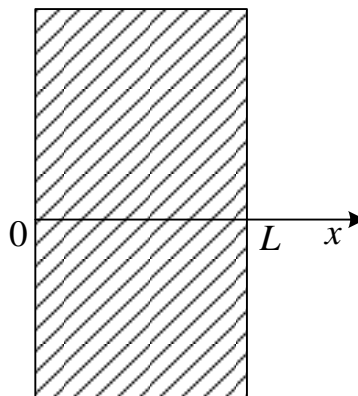


Рисунок 2.12.1. Геометрия задачи

Математическая модель

Уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad 0 < x < L. \quad (2.12.1)$$

Начальные и граничные условия:

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq L: \quad T = T_0; \quad (2.12.2)$$

$t > 0$:

$$x = 0: \quad -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = q - W_e \cdot Q_e; \quad (2.12.3)$$

$$x = L: \quad \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = q - W_e \cdot Q_e. \quad (2.12.4)$$

Здесь $W_e = \frac{A \cdot (P^s - P^*)}{\sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot R_t \cdot T}{M}}}$ – массовая скорость сублимации; P^* – атмосферное

давление ($P^* = P_a = 10^5$ Па); $P^s = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{Q_e}{R_t \cdot T}\right)$ – давление насыщенного пара;

A – коэффициент аккомодации; Q_e – тепло фазового перехода при испарении жидкости; R_t – универсальная газовая постоянная ($R_t = 8,31$ Дж/(моль·К)); M – молекулярная масса вещества.

Результаты решения

На рисунке 2.12.2 представлены распределения температуры по толщине пластины в различные моменты времени, полученные в результате решения задачи с шагом по координате $h_x = 1 \cdot 10^{-4}$ м и шагом по времени $\tau = 1 \cdot 10^{-3}$ с. Для тестирования полученных распределений в таблице 2.12.1 приведены результаты работы [75].

Таблица 2.12.1

Результаты сравнения распределений температуры (К) при $t = 60$ с

x , м	0,05	0,1	0,15	0,20	0,25	0,30
Результаты настоящей работы	1165	1045	1000	1045	1165	1761
Результаты работы [75]	1170	1048	1000	1048	1170	1761
Отклонение, %	0,43	0,28	0	0,28	0,43	0

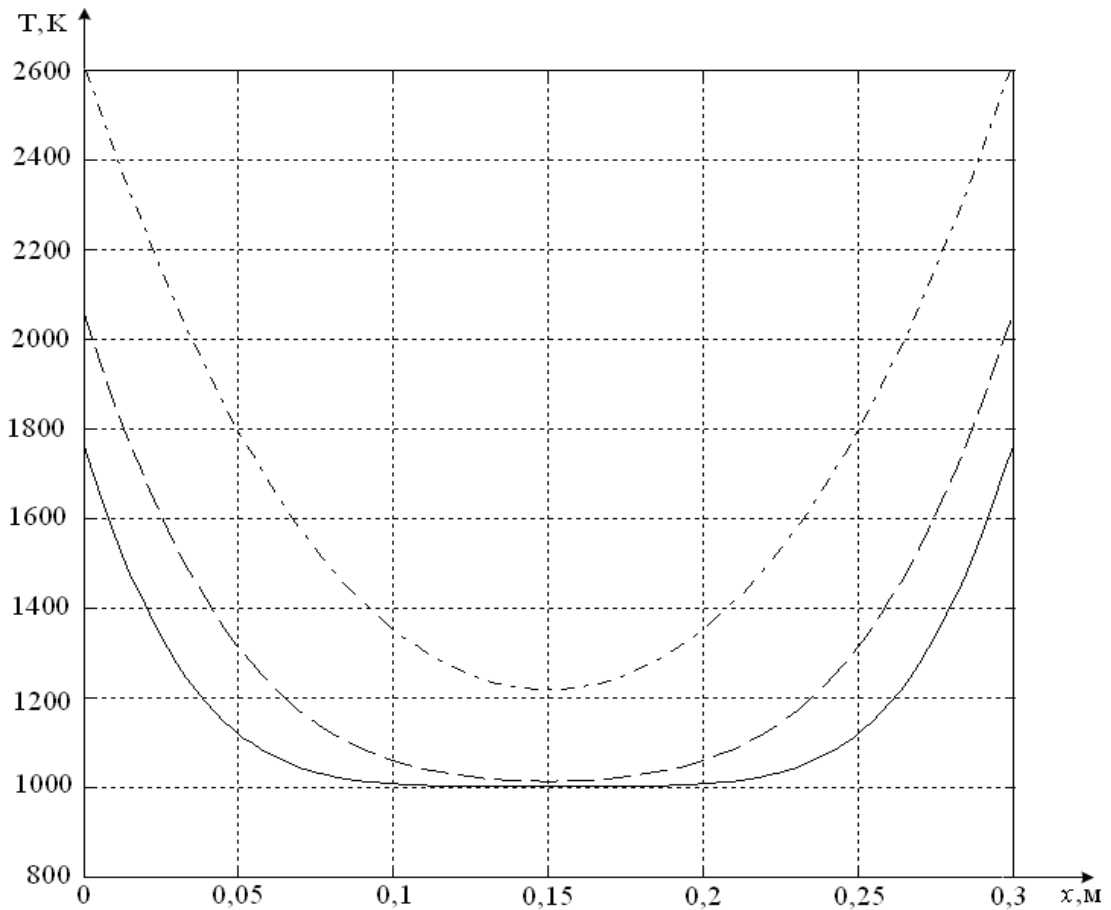


Рисунок 2.12.2. Распределения температуры (K) по толщине пластины в различные моменты времени (— при $t=60$ с, -- при $t=120$ с, -.- при $t=300$ с)

2.12.2 Задача теплопроводности для плоской бесконечной пластины с химической реакцией в материале (термическое разложение)

Физическая постановка

Рассматривается теплоперенос в пластине, подверженной термическому разложению [75] (рис. 2.12.3). Материал пластины – полимер ($\lambda=0,7$ Вт/(м·К), $\rho=1500$ кг/м³, $C=750$ Дж/(кг·К)). На границах $x=0$ и $x=L$ осуществляется теплообмен с окружающей средой ($k=40$ Вт/(м²·К), $T^e=243$ К). Тепловой эффект химической реакции $q_c=10^3$ Вт/кг, предэкспонент $k_0=3\cdot 10^4$ с⁻¹, энергия активации $E=8\cdot 10^4$ Дж/моль, универсальная газовая постоянная $R_i=8,31$ Дж/(моль·К). Начальная температура области решения $T_0=298$ К.

Необходимо определить температурные поля в пластине через 60, 120, 300 секунд.

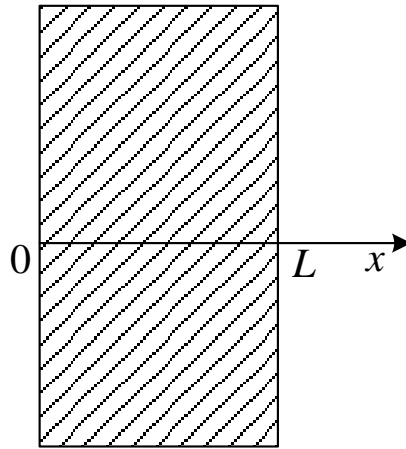


Рисунок 2.12.3. Геометрия задачи

Математическая модель

Уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q_c \cdot k_0 \cdot \rho \cdot \exp\left(-\frac{E}{R_f \cdot T}\right), \quad 0 < x < L. \quad (2.12.5)$$

Начальные и граничные условия:

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq L: \quad T = T_0; \quad (2.12.6)$$

$t > 0$:

$$x = 0: \quad -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = k \cdot (T^e - T); \quad (2.12.7)$$

$$x = L: \quad \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = k \cdot (T^e - T). \quad (2.12.8)$$

Результаты решения

На рисунке 2.12.4 представлены распределения температуры по толщине пластины в различные моменты времени, полученные в результате решения задачи с шагом по координате $h_x = 1 \cdot 10^{-4}$ м и шагом по времени $\tau = 1 \cdot 10^{-3}$ с. Для тестирования полученных данных в таблице 2.12.2 приведены результаты работы [75].

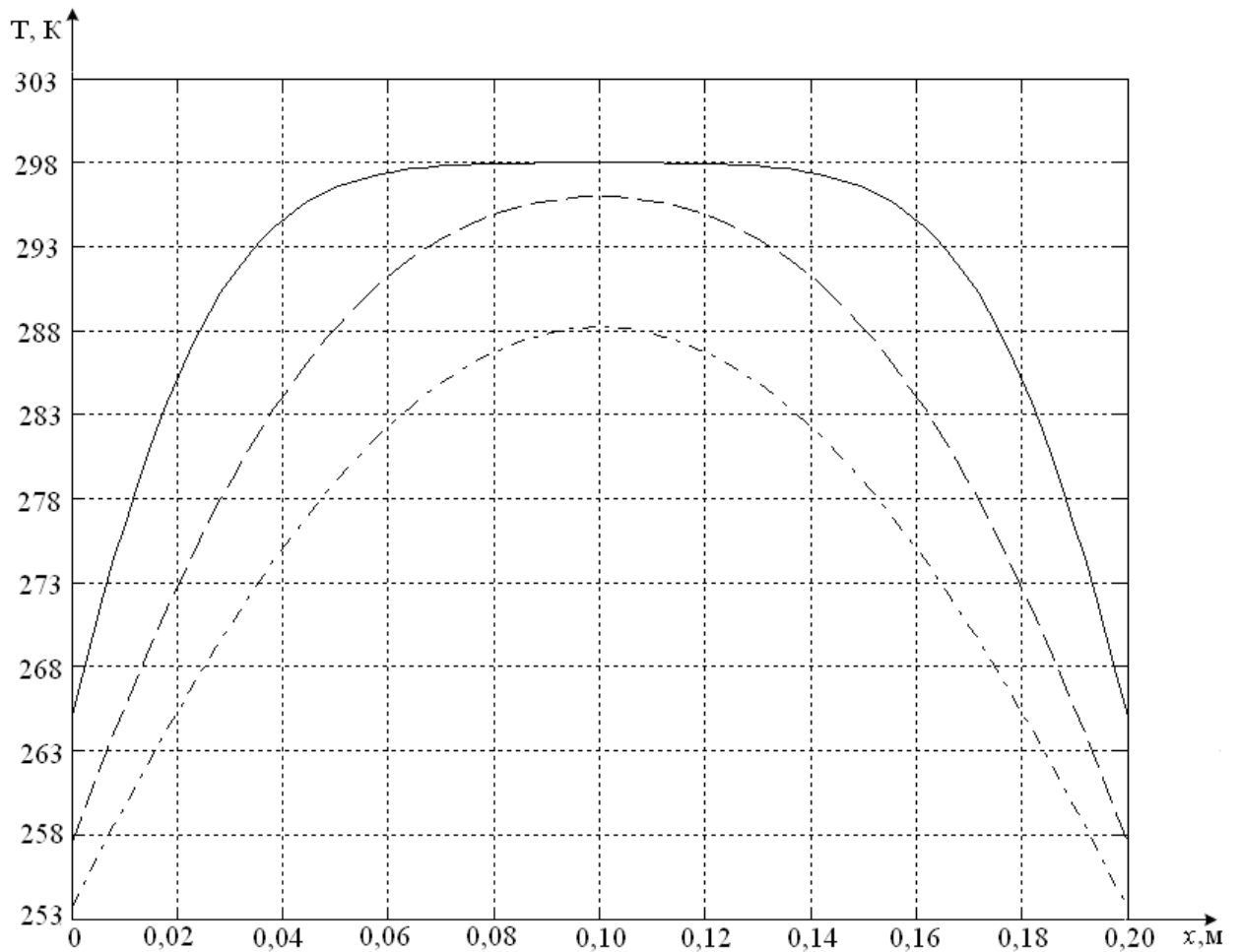


Рисунок 2.12.4. Распределения температуры (K) по толщине пластины в различные моменты времени (— при $t=60$ с, -- при $t=120$ с, -.- при $t=300$ с)

Таблица 2.12.2

Результаты сравнения распределений температуры (K) при $t=60$ с

x , м	0,02	0,06	0,1	0,14	0,18	0,2
Результаты настоящей работы	285,53	297,12	298	297,12	285,53	265,44
Результаты работы [75]	285,48	297,06	298	297,06	285,48	265,40
Отклонение, %	0,01	0,02	0	0,02	0,01	0,01

2.12.3 Задача теплопереноса в плоской бесконечной пластине с нелинейными граничными условиями (излучение на границе)

Физическая постановка

Рассматривается теплоперенос в пластине, на границах которой осуществляется теплообмен за счёт конвекции и излучения [75] (рис. 2.12.5). Материал пластины – бетон ($\lambda=0,9$ Вт/(м·К), $\rho=2000$ кг/м³, $C=920$ Дж/(кг·К)). На границах $x=0$ и $x=L$ пластина контактирует с внешней средой ($\kappa_1=1000$ Вт/(м²·К), $T^{e1}=303$ К, $\varepsilon_1=0,5$ и $\kappa_2=500$ Вт/(м²·К), $T^{e2}=343$ К, $\varepsilon_2=0,2$). Начальная температура области решения $T_0=323$ К. Толщина пластины $L=0,3$ м. Необходимо определить температурные поля в пластине через 600, 1800, 3600 и 7200 секунд.

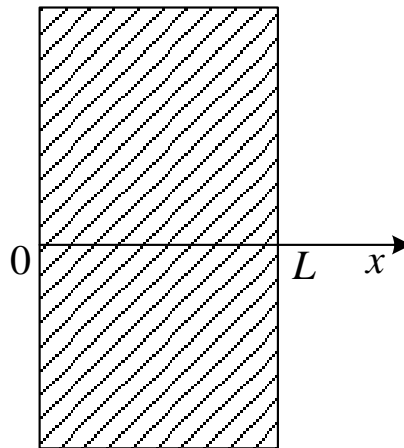


Рисунок 2.12.5. Геометрия задачи

Математическая модель

Уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad 0 < x < L. \quad (2.12.9)$$

Начальные и граничные условия:

$$t=0, \quad 0 \leq x \leq L: \quad T = T_0; \quad (2.12.10)$$

$t > 0:$

$$0 \leq x \leq L: \quad T = T_0. \quad (2.12.11)$$

$$x=0: -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa_1 \cdot (T^{e1} - T) + \varepsilon_1 \cdot \sigma \cdot \left((T^{e1})^4 - T^4 \right), \kappa_1 > 0; \quad (2.12.12)$$

$$x=L: \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa_2 \cdot (T^{e2} - T) + \varepsilon_2 \cdot \sigma \cdot \left((T^{e2})^4 - T^4 \right), \kappa_2 > 0. \quad (2.12.13)$$

Результаты решения

На рисунке 2.12.6 представлены распределения температуры по толщине пластины в различные моменты времени, полученные в результате решения задачи с шагом по координате $h_x = 1 \cdot 10^{-4}$ м и шагом по времени $\tau = 1 \cdot 10^{-3}$ с. Для тестирования полученных данных в таблице 2.12.3 приведены результаты работы [75].

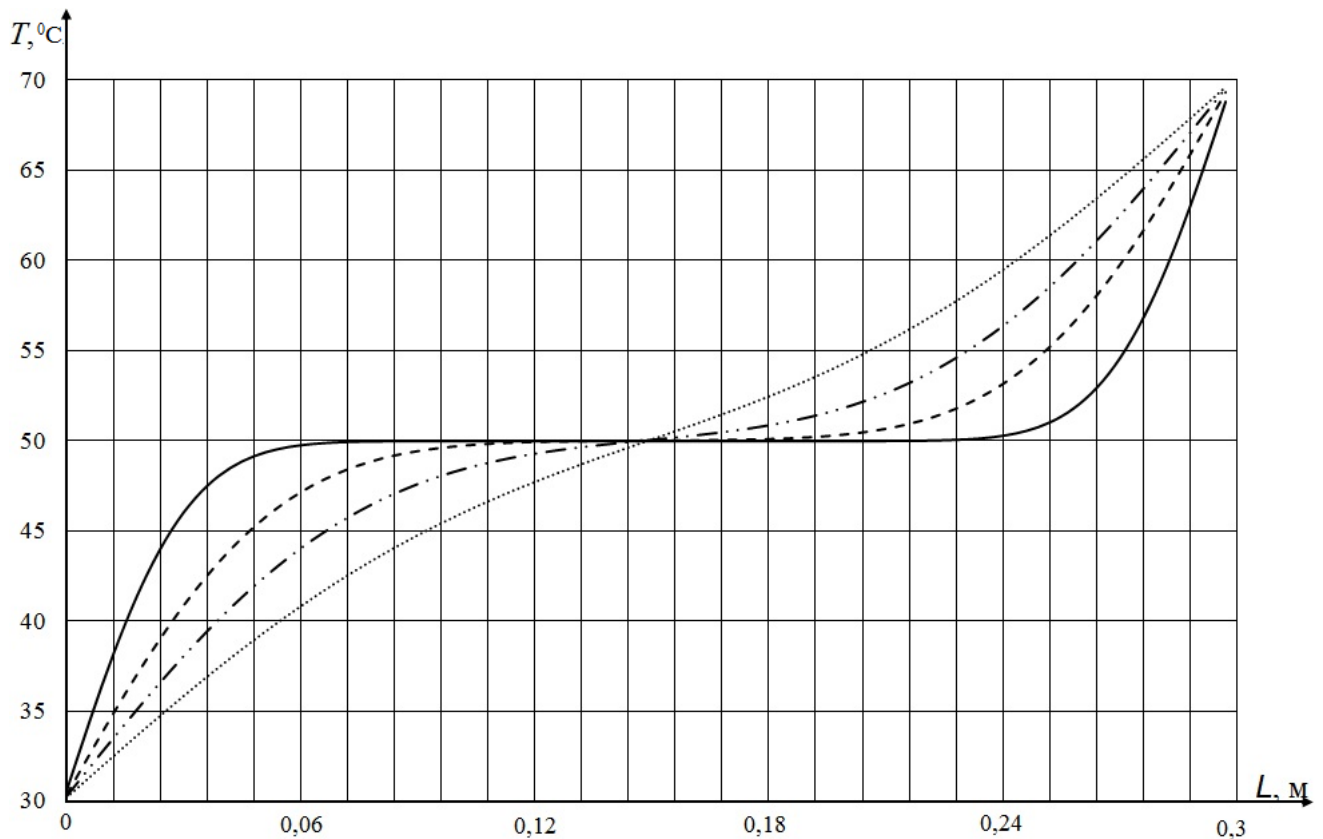


Рисунок 2.12.6. Распределения температуры ($^{\circ}\text{C}$) по толщине пластины в различные моменты времени (— — при $t = 600$ с, - - - при $t = 1800$ с, - · - · при $t = 3600$ с, ···· — при $t = 7200$ с)

Результаты сравнения распределений температуры (К) при $t = 600$ с

x , м	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3
Результаты настоящей работы	318,4	322,8	323,1	323,4	327,2	343
Результаты работы [75]	318,7	322,7	323	323,5	327,1	343
Отклонение, %	0,09	0,03	0,03	0,03	0,03	0

2.12.4 Двумерный теплоперенос в однородной пластине

Физическая постановка

Рассматривается процесс теплопроводности в медной пластине [75] (рис. 2.12.7). Размеры пластины $L = H = 0,5$ м. Медь имеет следующие теплофизические характеристики: $\lambda = 384$ Вт/(м·К); $\rho = 8800$ кг/м³; $C = 381$ Дж/(кг·К). Начальная температура области решения $T_0 = 278$ К. На границах $y = 0$ и $y = H$ теплообмен отсутствует, на вертикальных границах поддерживаются постоянные температуры $T_h = 353$ К и $T_c = 303$ К. Необходимо определить распределение температуры в пластине через 60 секунд.

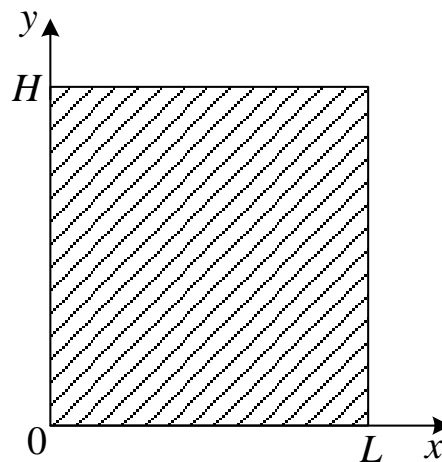


Рисунок 2.12.7. Геометрия задачи

Математическая модель

Уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho \cdot C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad 0 < x < L, \quad 0 < y < H. \quad (2.12.14)$$

Граничные и начальные условия:

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq L, \quad 0 \leq y \leq H: \quad T = T_0; \quad (2.12.15)$$

$t > 0$:

$$x = 0: \quad T = T_h; \quad (2.12.16)$$

$$x = L: \quad T = T_c; \quad (2.12.17)$$

$$y = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad (2.12.18)$$

$$y = H: \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0. \quad (2.12.19)$$

Результаты решения

На рисунке 2.12.8 представлены изотермы в пластине при $t = 60$ с, полученные в результате решения задачи на сетке 100×100 с шагом по времени $\tau = 1 \cdot 10^{-3}$ с. Для тестирования полученных данных в таблице 2.12.4 приведены результаты работы [75].

Таблица 2.12.4

Результаты сравнения изотерм (K) при $t = 60$ с

x , м	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
Результаты настоящей работы	343	309,05	285,37	281,13	287,89	303
Результаты работы [75]	343	308,45	285,65	281,25	288,05	303
Отклонение, %	0	0,19	0,1	0,04	0,06	0

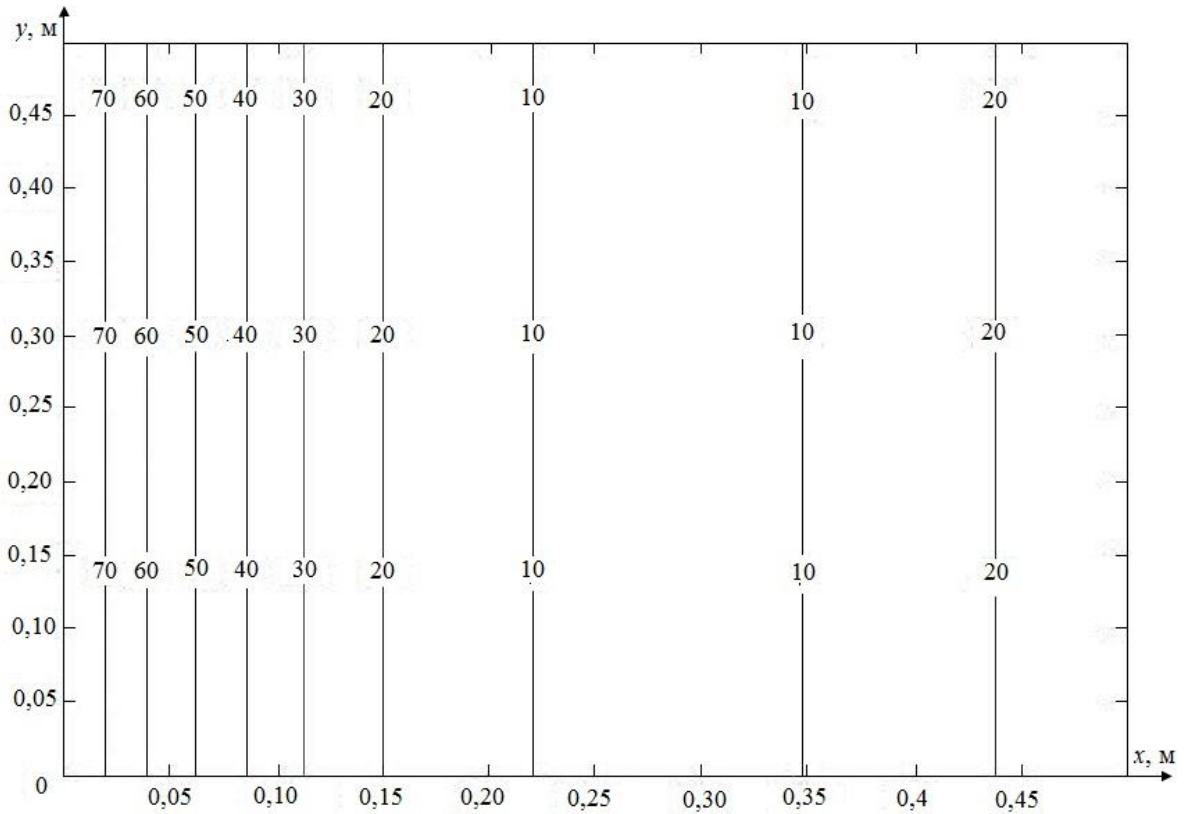


Рисунок 2.12.8. Изотермы (K) в пластине при $t = 60$ с

2.12.5 Движение жидкости в полости с подвижной верхней крышкой

Физическая постановка

Рассматривается течение жидкости в замкнутой квадратной области размером L (рис. 2.12.9), вызываемым движением верхней границы со скоростью V_0 , остальные границы неподвижны [60].

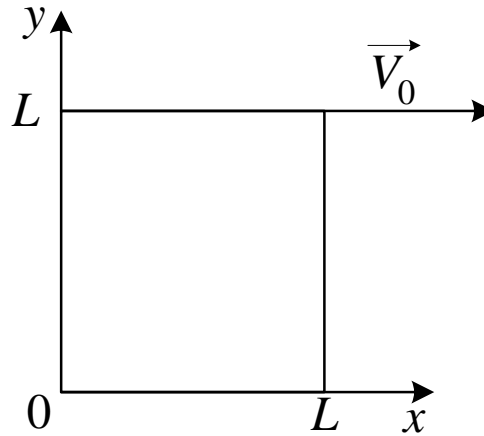


Рисунок 12.12.9. Геометрия задачи

Для записи в безразмерной форме уравнения Пуассона для функции тока и уравнения для вектора вихря скорости значения L и V используются в качестве масштабов длины и скорости соответственно.

Математическая модель

Система уравнений в безразмерной форме для сформулированной задачи имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right), \quad (2.12.20)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega. \quad (2.12.21)$$

Здесь $\text{Re} = \frac{V \cdot L}{\nu}$ – число Рейнольдса; V , U – скорости движения жидкости

вдоль оси x и y соответственно ($V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X}$, $U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y}$).

Начальные условия (жидкость неподвижна во всем поле, верхняя крышка внезапно приводится в движение):

$$\tau = 0, Y = 1, 0 < X < 1: \frac{\partial \Psi}{\partial Y}(X, Y, 0) = 1, \Psi(X, Y, 0) = 0. \quad (2.12.22)$$

Граничные условия имеют вид:

$\tau > 0$:

$$Y = 1, 0 < X < 1: \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 1, \Psi = 0 \text{ (верхняя граница – крышка);} \quad (2.12.23)$$

$$X = 0, 0 \leq Y \leq 1: \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Psi = 0 \text{ (левая граница);} \quad (2.12.24)$$

$$X = 1, 0 \leq Y \leq 1: \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Psi = 0 \text{ (правая граница);} \quad (2.12.25)$$

$$Y = 0, 0 < X < 1: \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Psi = 0 \text{ (правая граница).} \quad (2.12.26)$$

Результаты решения

На рисунках 2.12.10 и 2.12.11 представлены результаты численного решения задачи при использовании сетки 100x100. Для тестирования полученных данных в таблице 2.12.5 приведены результаты работ [76-78].

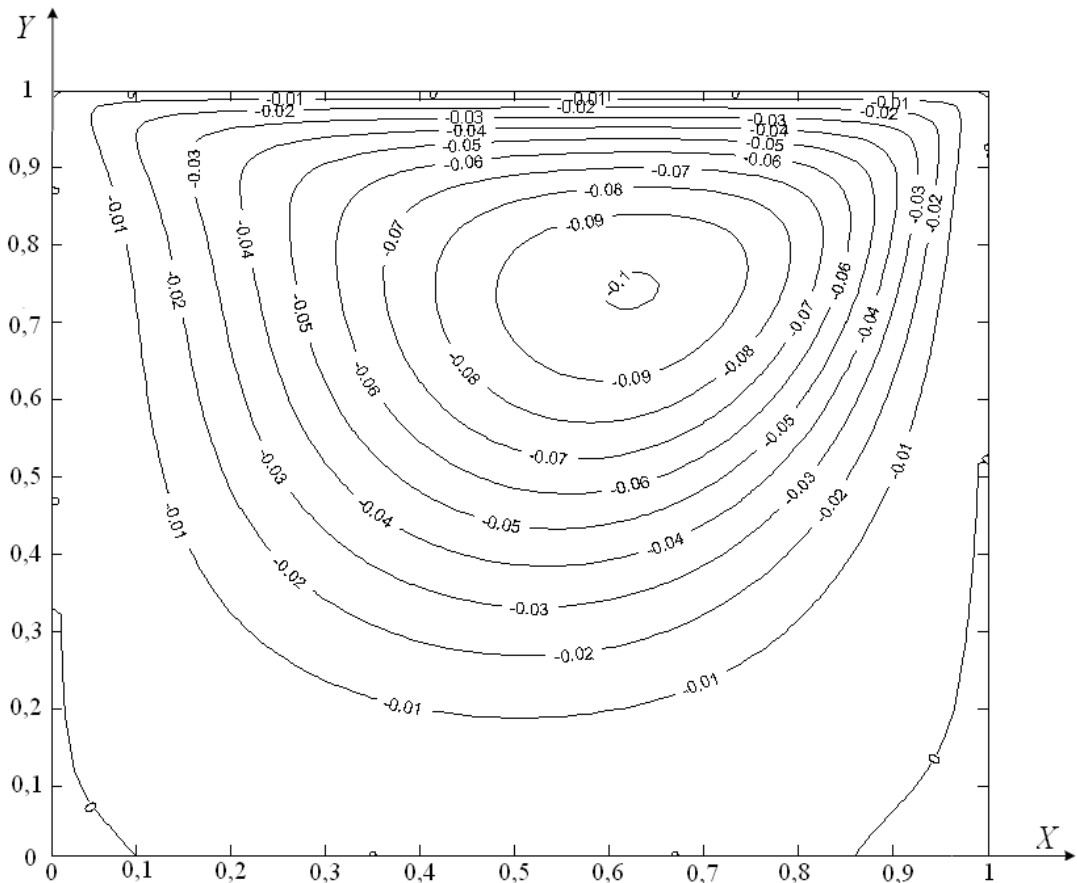


Рисунок 2.12.10. Поле линии тока при $Re=100$

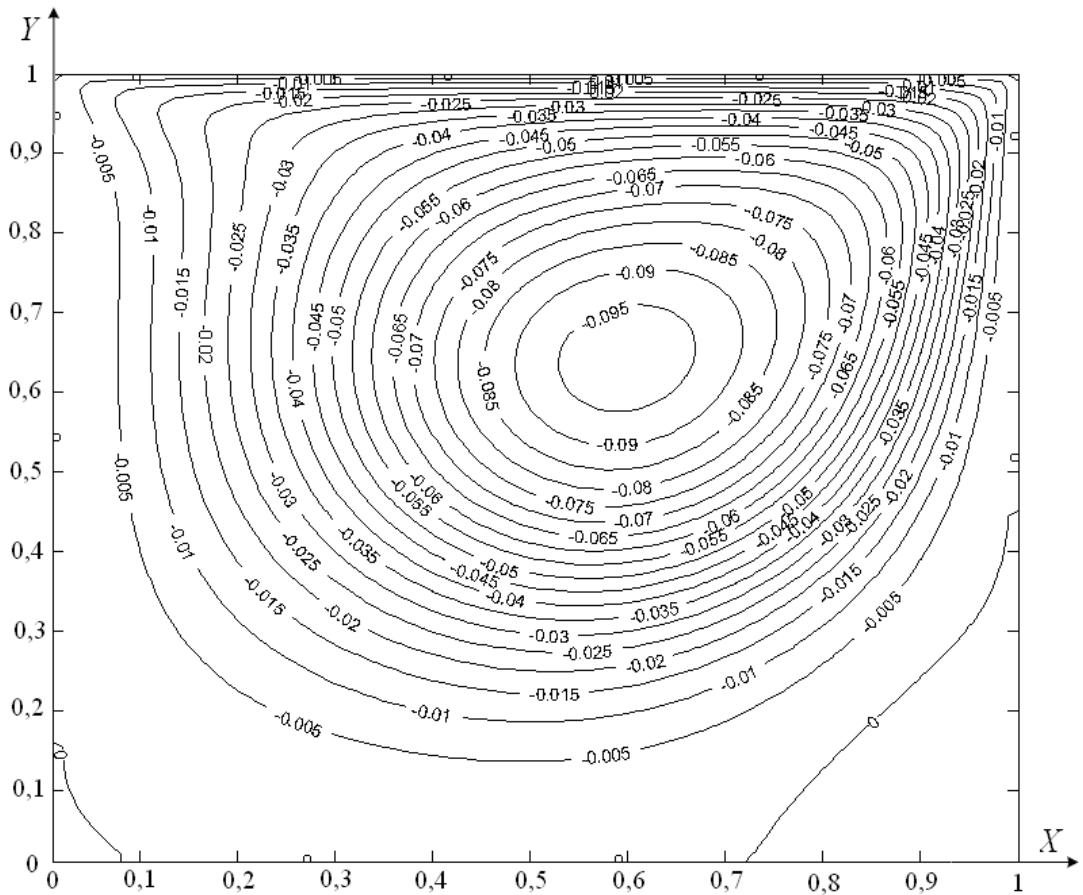


Рисунок 2.12.11. Поле линии тока при $Re=400$

Таблица 2.12.5

Сравнение значений функции тока Ψ и вектора вихря скорости Ω в центре основного вихря

Re	Результаты настоящей работы Ψ (Ω)	Rogers, Kwak [76] Ψ (Ω)	Ghia [77] Ψ (Ω)	Шеремет [78] Ψ (Ω)
100	-0,1029 (3,160) 81x81	-0,1030 (3,104) 81x81	-0,1034 (3,166) 129x129	-0,1032 (3,179) 81x81
400	-0,1065 (2,963) 81x81	-0,1131 (2,296) 81x81	-0,1139 (2,294) 129x129	-0,1045 (2,957) 81x81

2.12.6 Естественная конвекция в замкнутой прямоугольной области

Физическая постановка

Жидкость находится в замкнутой области [60] с твердыми стенками высотой H и длиной L ($L=H$). На двух боковых границах поддерживаются постоянные по высоте, но различные температуры T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$), верхнее и нижнее основания теплоизолированы (рис. 2.12.12). Сила тяжести направлена вертикально вниз вдоль оси y .

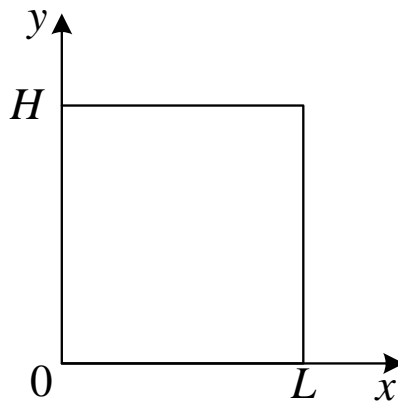


Рисунок 2.12.12. Геометрия задачи

Математическая модель

Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштаба по координате выбрана величина L .

Безразмерная температура рассчитывается при помощи выражения:

$$\Theta = \frac{T - T^*}{T_1 - T_2}, \quad (2.12.26)$$

где $T^* = \frac{T_1 + T_2}{2}$.

Математическая постановка задачи в безразмерной постановке имеет следующий вид [58]:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right) - \frac{\partial \Theta}{\partial X}, \quad (2.12.27)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega, \quad (2.12.28)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra} \cdot \text{Pr}}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right). \quad (2.12.29)$$

Здесь $\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля; $\text{Ra} = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_2 - T_1) \cdot L^3}{\nu \cdot a}$ – число Рэлея; V, U – скорости движения жидкости вдоль оси x и y соответственно ($V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X}$,

$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y}$$

Начальные условия:

$$\tau = 0, 0 \leq X \leq 1, 0 \leq Y \leq 1: \Psi = 0, \Omega = 0, \Theta = 0. \quad (2.12.30)$$

Граничные условия:

$\tau > 0$:

$$Y = 0, Y = 1, 0 \leq X \leq 1: \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \Psi = 0, \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0; \quad (2.12.31)$$

$$X = 0, 0 \leq Y \leq 1: \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = 0,5; \quad (2.12.32)$$

$$X = 1, 0 \leq Y \leq 1: \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = -0,5. \quad (2.12.33)$$

Результаты решения

В таблице 2.12.6 представлено сравнение по среднему значению числа Нуссельта результатов данной работы с результатами работ [78–80]. На рисунках 2.12.13, 2.12.14 приведены поля температур и линии тока при $\text{Ra} = 10^4$ и $\text{Pr} = 0,71$.

Значения среднего числа Нуссельта в сравнении с результатами других работ
на сетке 50x50

Ra	Результаты настоящей работы	Результаты работы [78]	Результаты работы [79]	Результаты работы [80]
10^4	2,241	2,237	2,244	2,254
10^5	4,501	4,510	4,536	4,616
10^6	9,103	9,110	8,860	8,973
10^7	17,893	18,645	16,625	17,051

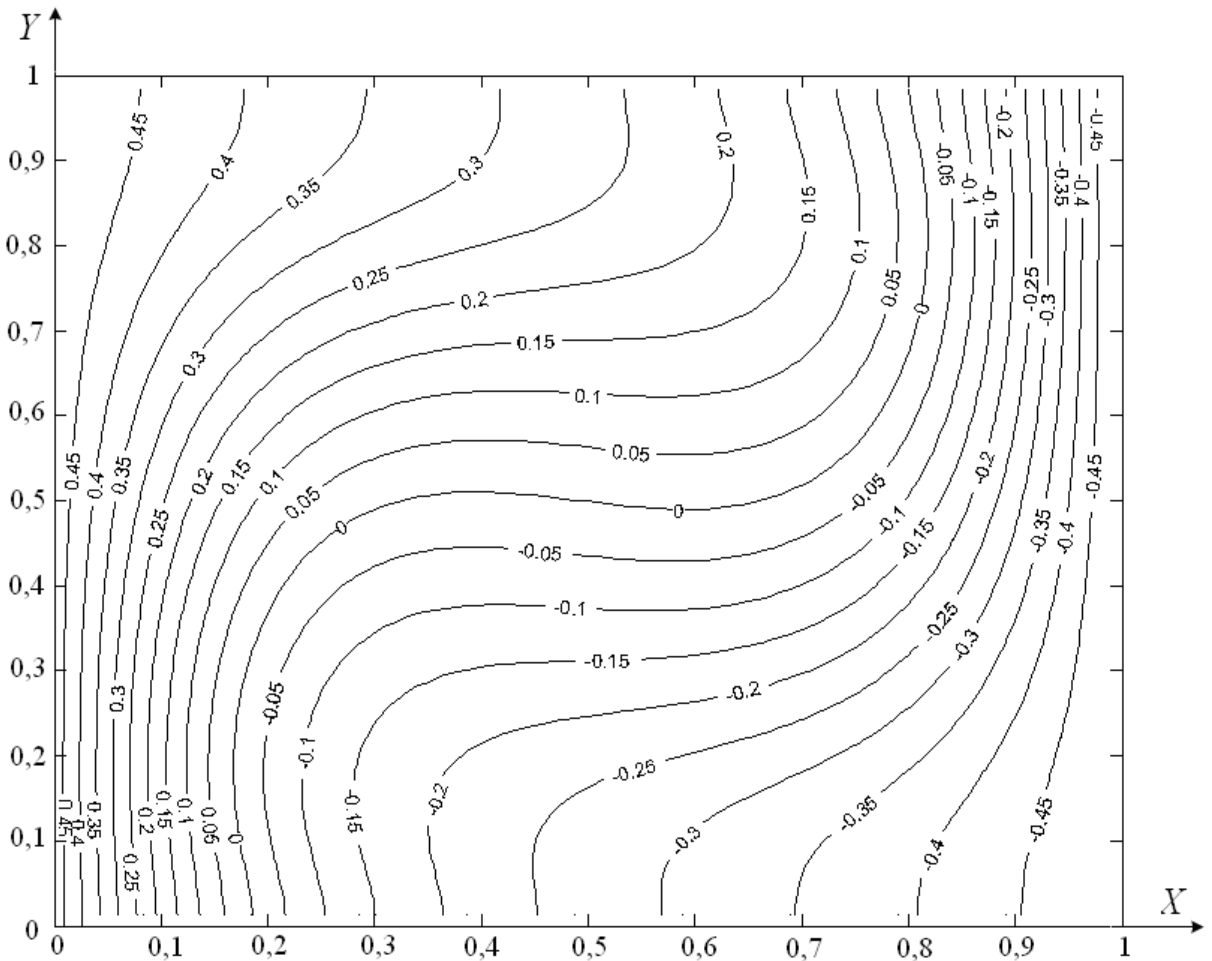


Рисунок 2.12.13 Поле температуры при $Ra = 10^4$ и $Pr = 0,71$

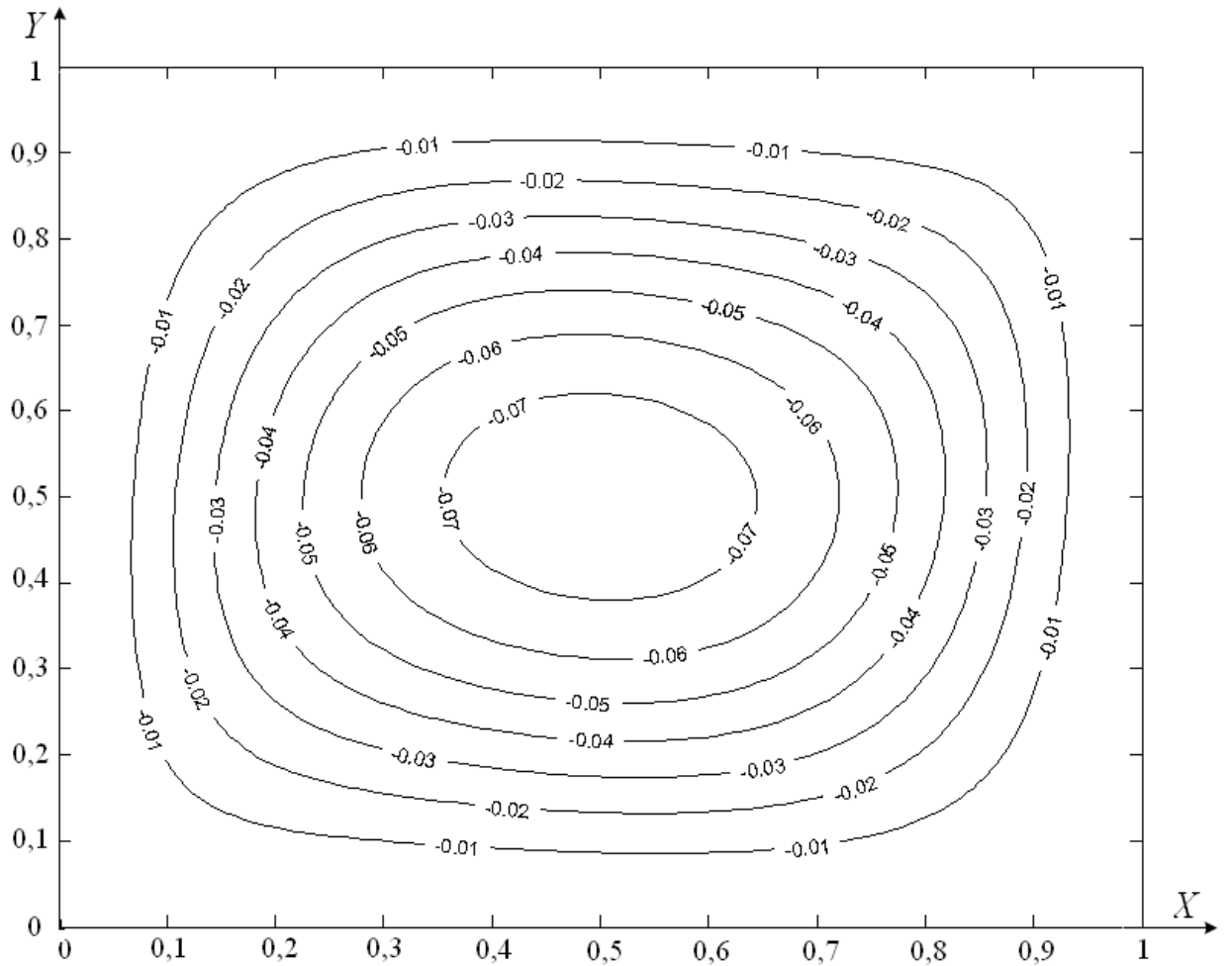


Рисунок 2.12.14. Поле линии тока при $Ra = 10^4$ и $Pr = 0,71$

Анализируя результаты, полученные при решении тестовых задач, можно сделать вывод об их удовлетворительном соответствии результатам работ других авторов. Следовательно, есть основания для заключения о корректности работы выбранных методов и созданного алгоритма решения основной задачи.

Глава 3. Исследование физико-химических процессов, протекающих в жидких топливах при воздействии концентрированного потока светового излучения

3.1 Анализ влияния параметров потока светового излучения на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания

Область решения задачи моделирования процессов изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидком топливе под действием концентрированного потока светового излучения представлена на рисунке 2.1.1.

При численном анализе исследуемого процесса в рамках рассматриваемой в этом разделе диссертации модели приняты следующие допущения:

1. Образующиеся в зоне действия излучения пары горючего не поглощают энергию потока излучения.
2. В результате испарения жидкого топлива образуется одно вещество с известными характеристиками.
3. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ не зависят от температуры.
4. Не учитываются возможные процессы выгорания жидкости.

Предполагалось, что на участок поверхности жидкого топлива (керосина) непрерывно воздействует пучок светового излучения с сечением в форме окружности радиусом r_1 и с мощностью P .

Задача решена в цилиндрической системе координат в осесимметричной постановке.

Математическая постановка задачи для рассматриваемой модели зажигания (рис. 2.1.1) аналогична представленной в пункте 2.2 за исключением записи следующих уравнений:

уравнение энергии для парогазовой смеси:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{z_2 \cdot Q_o \cdot W_o}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}; \quad (3.1.1)$$

граничные условия при $0 < \tau \leq \tau_d$:

$$Z = Z_1, 0 \leq R \leq R_2: \begin{cases} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - \frac{z_2 \cdot Q_e \cdot W_e}{\lambda_2 \cdot \Delta T}, \\ \Theta_1 = \Theta_2, \\ \frac{\partial C_f}{\partial Z} = -\frac{W_e \cdot z_2}{\rho_3 \cdot D_3}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{U}{R}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial R} = -\frac{V}{R}. \end{cases} \quad (3.1.2)$$

Безразмерные комплексы (число Прандтля Pr , число Рэлея Ra , число Шмидта Sc , число Фурье Fo) вычислены из соотношений (2.2.27)–(2.2.30).

Скорость парообразования жидкого вещества определялась по соотношению (2.2.43). Объёмные доли компонентов парогазовой смеси вычислялись по формулам (2.2.8), (2.2.9). Теплофизические характеристики парогазовой смеси определялись из выражений (2.2.10)–(2.2.12). Коэффициент диффузии паров жидкого горючего вещества в воздухе D_3 вычислялся по формуле (2.2.42). Изменение плотности энергии концентрированного потока светового излучения в жидком топливе при $0 < Z < Z_1$ вычислялось по формуле (2.2.47).

Численное моделирование исследуемого процесса выполнено при следующих значениях теплофизических и термохимических характеристик взаимодействующих веществ [30, 64, 81–86]:

воздух:

$$C_o = 1006 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \rho_o = 1,161 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_o = 0,026 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

керосин:

$$C_2 = 2190 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \rho_2 = 885 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_2 = 0,117 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

$C_3=2370$ Дж/(кг·К), $\rho_3=2,8$ кг/м³, $\lambda_3=0,028$ Вт/(м·К);

$Q_o=42$ МДж/кг, $E=193$ кДж/кмоль, $k_0=9 \cdot 10^8$ с⁻¹, $M=166,2$ кг/кмоль,

$Q_e=26,1$ кДж/кг, $T_0=300$ К, $\beta=0,00096$ К⁻¹.

Задачи численного моделирования состояли в выявлении особенностей протекания физико-химических процессов в жидком топливе, на его поверхности и в малой окрестности зоны фазового перехода при воздействии концентрированного потока светового излучения, установлении масштабов влияния безразмерной плотности энергии излучения H_{las} и радиуса «светового пятна» r_1 на интенсивность суммарного процесса зажигания, определении численных значений безразмерного времени задержки зажигания жидкости τ_d в рассматриваемом случае, установлении зависимостей основного параметра исследуемого процесса (τ_d) от мощности излучения и радиуса зоны действия.

Воспламенение представляет собой последовательность взаимосвязанных физических и химических процессов. К физическим процессам в этой цепочке относятся процессы теплопереноса в воспламеняемой системе, к химическим – окислительно-восстановительные реакции, связанные с перераспределением элементарных частиц между реагирующими веществами [87]. Известно, что в отдельных случаях параметры процесса зажигания могут определяться лишь скоростью химических реакций (кинетическими константами и влияющими на них факторами) или только скоростью массопереноса [37, 87].

Поскольку исследование влияния кинетических постоянных на интенсивность процесса зажигания представляет собой отдельную проблему исследования процессов зажигания и горения, решение поставленной задачи проводилось при известных значениях предэкспонента k_0 и энергии активации E .

Следует отметить, что интервал времени с начала воздействия потока излучения на горючую жидкость до момента её зажигания можно условно разделить на два специфических периода:

- 1) интервал времени, в течение которого жидкое конденсированное вещество прогревается и испаряется, а пары горючего в результате диффузии перемешиваются с окислителем в окружающем воздухе и формируется парогазовая смесь, которая разогревается до критической температуры;
- 2) интервал времени, в течение которого осуществляется интенсивная химическая реакция окисления паров горючего в среде окислителя, принимающая взрывной характер.

Можно считать [2], что физические процессы (испарение, теплоперенос, диффузия и т.д.) протекают на начальной стадии зажигания жидкого конденсированного вещества, а ускорение химических реакций окисления паров жидкого топлива – на последующей стадии.

Благодаря появлению точной измерительной техники в настоящее время разработаны несколько методов, позволяющих выявить физическую и химическую составляющие времени задержки зажигания [37, 88]. Установлено, что химическая составляющая задержки зажигания характеризуется сильной зависимостью от температуры, вследствие чего при достаточно высоких температурах она представляет собой очень короткий промежуток времени. При этом ключевой является физическая составляющая. Однако при относительно невысоких температурах химическая составляющая возрастает и становится основной частью суммарного времени задержки зажигания.

Поскольку при воздействии на жидкое топливо концентрированного потока светового излучения жидкость и парогазовая смесь разогреваются до достаточно высоких температур, можно предположить, что химическая составляющая времени задержки зажигания минимальна, а большей частью численных значений τ_d является физическая составляющая.

Авторами [37] показано, что в реальных процессах зажигания трудно выделить химическую и физическую составляющие времени задержки зажигания. Поэтому в рамках проводимого исследования при анализе основных закономерностей физико-химических процессов определялось суммарное время задержки зажигания.

На рисунках 3.1.1 и 3.1.2 представлены зависимости времён задержки зажигания от безразмерной плотности энергии светового излучения H_{las} и радиуса его зоны действия R_1 , полученные в результате численного анализа изменения фазового состояния и физико-химических превращений при воздействии на керосин светового пучка.

Анализ представленной на рис. 3.1.1 зависимости показывает, что при уменьшении мощности излучения (как и следовало ожидать) время задержки зажигания увеличивается. Это объясняется тем, что при понижении безразмерной плотности энергии потока H_{las} и неизменном радиусе R_1 уменьшается количество тепла, которое подводится к воспламеняемой жидкости от источника зажигания. Так как плотность энергии концентрированного потока светового излучения максимальна на оси симметрии потока (рис. 2.1.1), на этом участке с понижением мощности значительно уменьшается доля теплоты, расходуемой на прогрев и испарение жидкости.

Полученная зависимость времён задержки зажигания жидкого топлива от мощности воздействия источника излучения согласуется с основными положениями газофазной модели зажигания твёрдых конденсированных веществ, рассмотренной в классической теории зажигания [2].

Рисунок 3.1.2 иллюстрирует, что время задержки зажигания жидкого топлива меняется в несколько раз при уменьшении радиуса зоны действия потока светового излучения в выбранном диапазоне. Полученный результат можно объяснить тем, что при меньшем радиусе зоны действия R_1 и неизменной плотности энергии излучения H_{las} большая часть тепла подводится к небольшой площадке на поверхности жидкости. Благодаря этому происходит ускорение процесса испарения, возрастает концентрация паров горючего над поверхностью жидкого конденсированного вещества. Чем меньше R_1 и больше H_{las} , тем быстрее температура парогазовой смеси и концентрации её компонентов достигают критических значений.

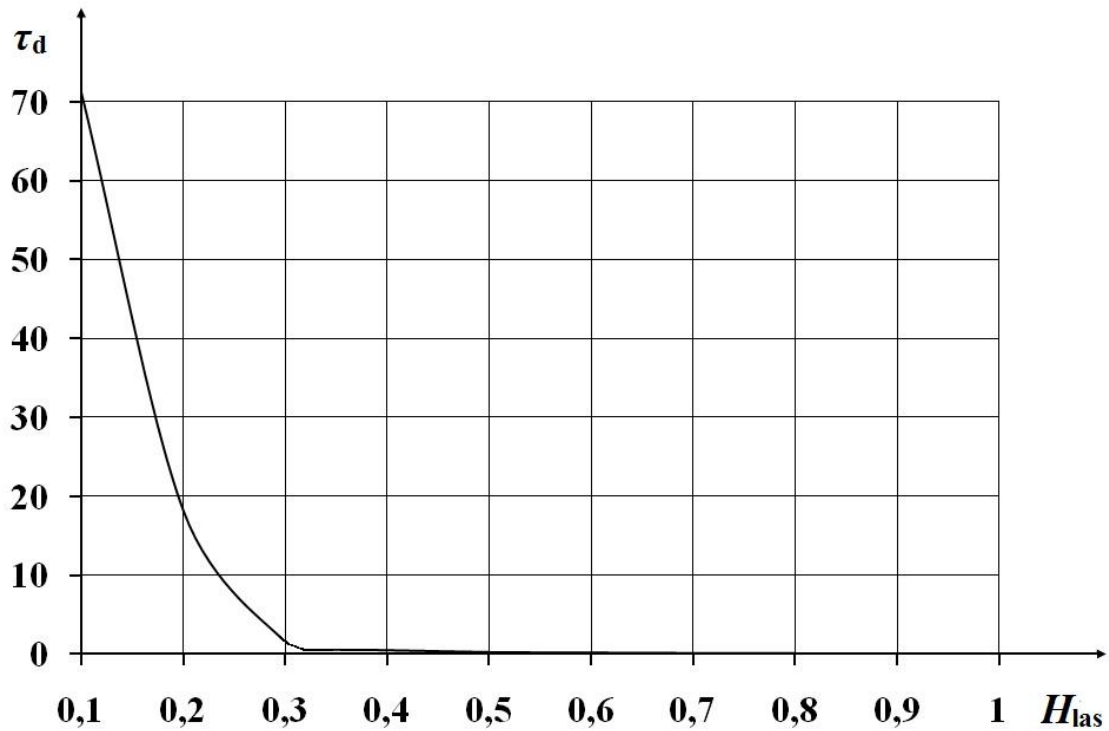


Рисунок 3.1.1. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от мощности излучения при $R_1=0,06$

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что оптимальные условия зажигания реализуются при минимальных значениях радиуса и максимально возможных плотностях потока излучения. Однако, в отличие от систем «одиночная разогретая частица – жидкое топливо – воздух» [6–12] для рассматриваемой системы сложно выделить предельные условия, при которых зажигание не происходит. При зажигании жидкого топлива одиночной частицей источник энергии обладает ограниченным теплосодержанием. По мере прогрева и испарения жидкости частица остывает, соответственно, снижается скорость образования парогазовой смеси. В случае, когда источником энергии является концентрированный поток светового излучения, его воздействие на поверхность жидкого конденсированного вещества осуществляется непрерывно с неизменной мощностью и площадью зоны действия. Поэтому интенсивность испарения жидкости и формирования парогазовой смеси не снижается.

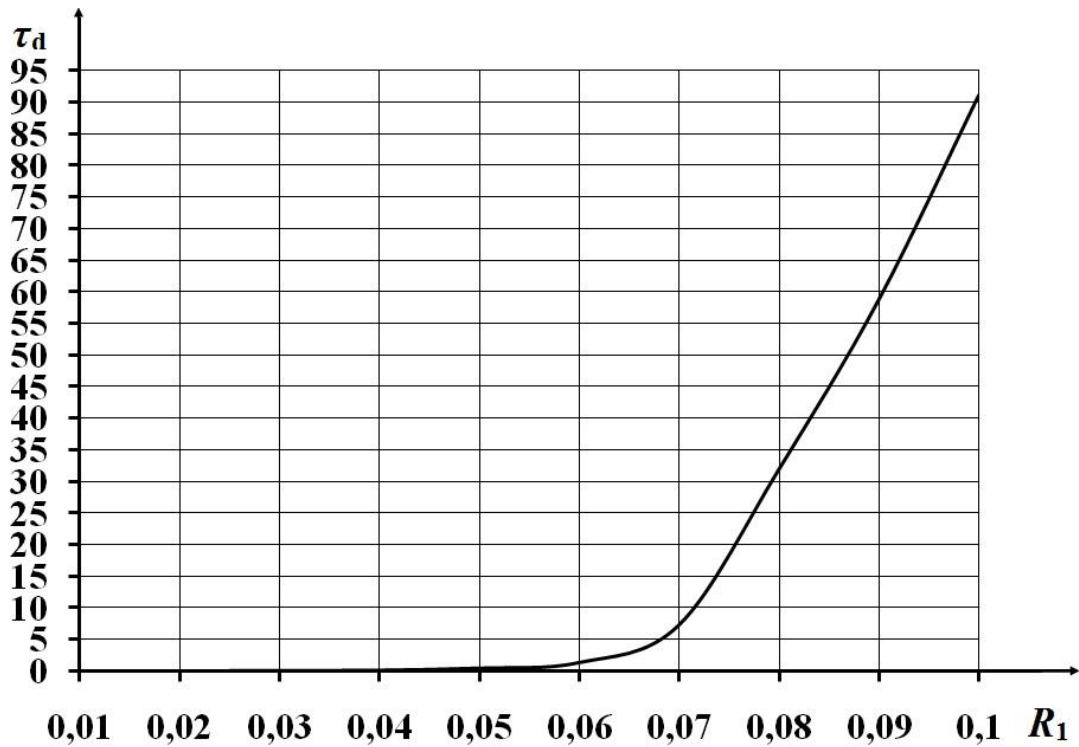
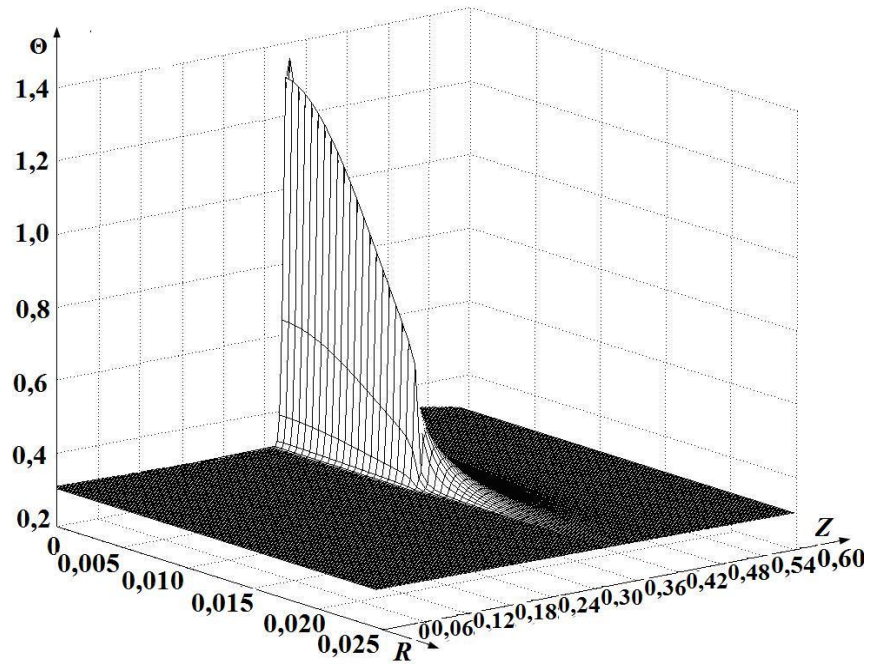
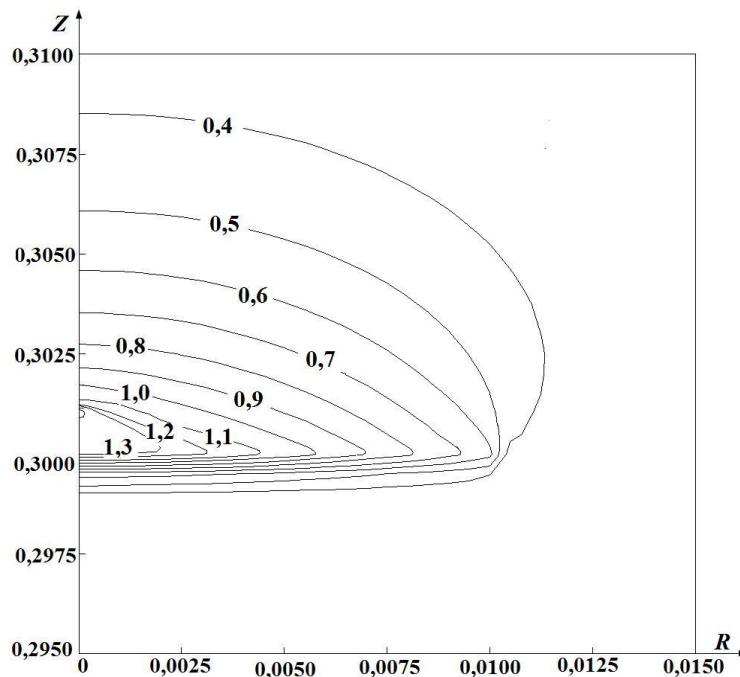


Рисунок 3.1.2. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от радиуса зоны действия излучения при $H_{las}=0,3$

Для систем «одиночная нагретая до высоких температур частица малых размеров – жидкость – окислитель» [6–12] установлено, что в зависимости от теплосодержания источника нагрева и условий его контакта с жидким веществом могут реализовываться несколько режимов зажигания, характеризующихся определёнными диапазонами τ_d и местом локализации зоны химической реакции окисления. В рассматриваемой системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» (рис. 2.1.1) возможен только один режим зажигания. Варьирование параметров источника нагрева приводит к изменению характеристик зажигания (в частности, τ_d), но зона воспламенения формируется при любых условиях только вблизи границы испарения в центре «пятна нагрева», образующегося на поверхности жидкого топлива. Для иллюстрации этих закономерностей на рисунке 3.1.3 представлены температурное поле и изотермы в момент воспламенения ($\tau_d=1,483$) при $H_{las}=0,4$, $R_1=0,08$.



а



б

Рисунок 3.1.3. Температурное поле (а) и изотермы (б) системы «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» в момент зажигания ($\tau_d = 1,483$) при $H_{las} = 0,4$, $R_I = 0,08$

Из рисунка 3.1.3 видно, что глубина прогрева жидкости мала. Это объясняется относительно высоким коэффициентом поглощения энергии излучения жидким топливом ($k_{\lambda 2} = 6,8 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$). Градиенты температур

максимальны вблизи оси симметрии зоны действия потока светового излучения в непосредственной близости от границы фазового перехода жидкости. Это обусловлено одновременным поглощением энергии при испарении и поступлением тепла в жидкость от потока светового излучения.

Следует отметить, что место локализации зоны химической реакции окисления несколько удалено от границы испарения (рис. 3.1.3). Установленную особенность процесса можно объяснить тем, что вблизи границы испарения концентрация паров горючего максимальна, но окислителя недостаточно для зажигания. Поэтому формирующаяся в этой области смесь не зажигается. Разогретые пары горючего поднимаются, перемешиваясь с окислителем. При достижении критических концентраций паров горючего и окислителя происходит ускорение химической реакции и, как следствие, реализуются условия зажигания.

Сравнение типичного температурного поля и изотерм, представленных на рисунке 3.1.3, и аналогичных температурных полей для систем «одиночная нагретая до высоких температур частица малых размеров – жидкое топливо – окислитель» [6–12] показывает, что области прогрева парогазовой смеси и жидкого топлива для систем с потоком излучения значительно меньше, чем для систем с одиночными «горячими» частицами. Этот результат можно объяснить сфокусированным («точечным») действием светового пучка. При взаимодействии с частицей жидкость нагревается за счет теплоотвода со всех граней. Это приводит к увеличению площади прогрева жидкости. Возрастает площадь поверхности испарения жидкого топлива. Больше паров горючего поступает в газовую фазу. Однако при теплоотводе со всех граней частицы ускоряется ее остывание. Поэтому замедляется процесс прогрева формирующейся парогазовой смеси. При достаточном теплосодержании частицы (при высокой начальной температуре и относительно больших размерах) условия зажигания реализуются. При недостаточном энергетическом запасе частица и парогазовая смесь медленно остывают без зажигания последней.

В рассматриваемой системе (рис. 2.1.1) поток излучения действует на участок поверхности жидкого конденсированного вещества непрерывно. Плотность энергии с течением времени не уменьшается. Температура паров горючего, формирующихся вблизи границы испарения, непрерывно увеличивается. Поэтому в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» за счет малой площади зоны действия излучения процессы прогрева и испарения жидкости протекают быстрее, но размеры прогретых областей в газовой и жидкой фазах меньше, чем при нагреве частицей [6–12].

Выявленные закономерности позволяют сделать вывод о том, что вероятность зажигания жидких топлив непрерывно действующим потоком светового излучения больше, чем одиночными нагретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами малых размеров с ограниченным теплосодержанием при варьировании основных параметров источников энергии в достаточно широком диапазоне.

Установленные отличия механизмов изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидкостях под действием нагретых частиц и концентрированных потоков светового излучения расширяют существующие представления о закономерностях протекания этих процессов.

3.2 Влияние поглощения энергии излучения парогазовой смесью на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания

На рисунке 2.2.1 представлена область решения задачи тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества потоком сфокусированного излучения в рамках модели, учитывающей поглощение части энергии излучения парогазовой смесью, формирующейся в результате нагрева и испарения жидкого топлива и дальнейшего перемешивания паров горючего с окислителем. Численное моделирование исследуемого процесса выполнено при допущениях, приведённых в п. 2.1.

В качестве воспламеняемого вещества выбрана типичная пожароопасная жидкость – керосин. Рассматривалась осесимметричная задача, решённая в цилиндрической системе координат в безразмерном виде.

Математическая модель, соответствующая сформулированной физической постановке задачи, аналогична представленной в п. 2.2.

Плотность энергии светового излучения на границе парогазовой смеси при $Z=Z_2$ определялась по формуле (2.2.46). Изменение плотности энергии потока излучения в жидком топливе вычислялось по выражению (2.2.47). Скорость парообразования жидкого конденсированного вещества находилась по соотношению (2.2.43). Объёмные доли компонентов парогазовой смеси вычислялись по формулам (2.2.8), (2.2.9). Теплофизические характеристики парогазовой смеси определялись из выражений (2.2.10)–(2.2.12). Коэффициент диффузии паров жидкого горючего вещества в воздухе D_3 вычислялся по формуле (2.2.42).

Численное моделирование исследуемого процесса выполнено при следующих значениях теплофизических и термохимических характеристик взаимодействующих веществ [30, 64, 81–86]:

воздух:

$$C_o=1006 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_o=1,161 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_o=0,026 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

керосин:

$$C_2=2190 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_2=885 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_2=0,117 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$C_3=2370 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_3=2,8 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_3=0,028 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$Q_o=42 \text{ МДж}/\text{кг}, E=193 \text{ кДж}/\text{кмоль}, k_o=9\cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, M=166,2 \text{ кг}/\text{кмоль},$$

$$Q_e=26,1 \text{ кДж}/\text{кг}, T_0=300 \text{ К}, \beta=0,00096 \text{ К}^{-1}.$$

Задачи численного моделирования физико-химических процессов, протекающих в жидкости, на её поверхности и в малой окрестности зоны фазового перехода состояли в установлении масштабов влияния поглощения энергии светового излучения парогазовой смесью на интенсивность процессов прогрева жидкости и смеси при зажигании жидкого топлива концентрированным потоком светового излучения, определении численных

значений времени задержки зажигания τ_d горючей жидкости в рассматриваемом случае, установлении зависимости τ_d от безразмерной плотности энергии светового излучения H_{las} .

В результате численного анализа физико-химических процессов, протекающих в жидком топливе (керосине) при воздействии концентрированного потока светового излучения установлена зависимость времён задержки зажигания от H_{las} , которая представлена на рисунке 3.2.1.

Полученная зависимость времени задержки зажигания керосина от безразмерной плотности энергии излучения H_{las} качественно хорошо соответствует аналогичной зависимости, представленной на рис. 3.1.1. Анализ рис. 3.2.1 показывает, что при понижении H_{las} время задержки зажигания возрастает. Это объясняется тем, что с уменьшением количества подводимой к системе энергии снижается интенсивность прогрева и испарения жидкости, а также разогрева формирующейся парогазовой смеси.

Сравнивая значения τ_d , представленные на рис. 3.2.1 можно сделать вывод о том, что с учётом поглощения энергии излучения парогазовой смесью физико-химические процессы в рассматриваемой системе усложняются. С уменьшением доли энергии, подводимой к жидкому топливу, снижается массовая скорость испарения жидкости. Скорость вдува паров горючего в газовую фазу также снижается. Но при поглощении энергии излучения пары горючего разогреваются. Однако их недостаточно для возгорания формирующейся парогазовой смеси за малое время прогрева, что и приводит к увеличению времён задержки зажигания.

В случае, когда процесс поглощения энергии излучения в газовой фазе не учитывается, массовая скорость испарения изменяется незначительно вследствие непрерывного воздействия излучения постоянной мощности на жидкость. Пары горючего непрерывно вдуваются в газовую фазу и вступают в реакцию с окислителем. Но при этом отсутствует дополнительный подогрев парогазовой смеси за счёт поглощения энергии излучения. В этом случае

зажигание происходит при превышении критических концентраций компонентов смеси в условиях относительно невысоких температур.

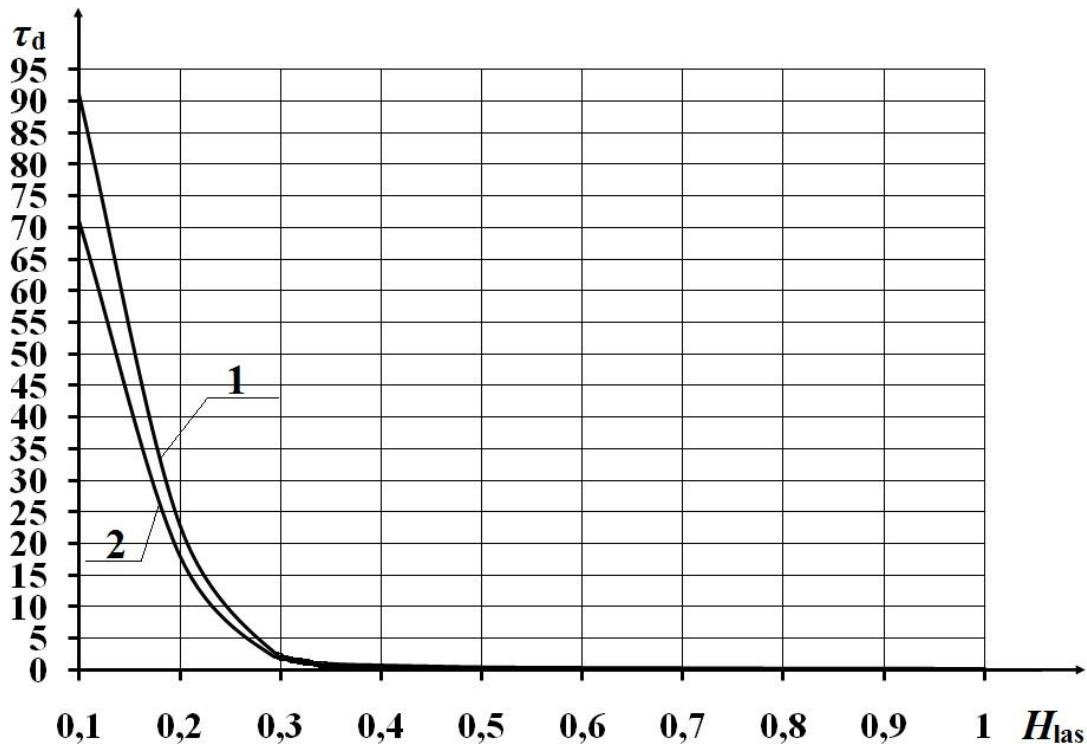


Рисунок 3.2.1. Зависимость безразмерных времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от безразмерной плотности энергии потока излучения H_{las} :

1 – с учётом поглощения энергии излучения в газовой фазе; 2 – без учёта поглощения энергии излучения в газовой фазе

Для определения критических условий зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» необходимо учитывать не только количество энергии, поглощённой парогазовой смесью, но и количество энергии, затраченной на испарение жидкого топлива.

Для анализа масштабов влияния доли энергии излучения, расходуемой на испарение жидкости, можно использовать безразмерный критерий:

$$\chi = \frac{H(Z_2)}{Q_e \cdot W_e}. \quad (3.2.1)$$

Приведённый критерий χ характеризует отношение подведённой энергии потока излучения к доле энергии, затраченной на испарение жидкого топлива. В зависимости от мощности излучения меняется доля энергии,

подводимая к жидкому топливу. Вследствие этого массовая скорость испарения жидкости при варьировании мощности непостоянна. Поэтому для определения значений безразмерного критерия χ использовались значения W_e , характерные для соответствующих значений плотности энергии светового излучения H_{las} в момент зажигания на оси симметрии зоны действия светового пучка ($R=0$, $Z=Z_2$).

На рисунке 3.2.2 приведена зависимость времени задержки зажигания смеси паров керосина с воздухом τ_d от безразмерного критерия χ .

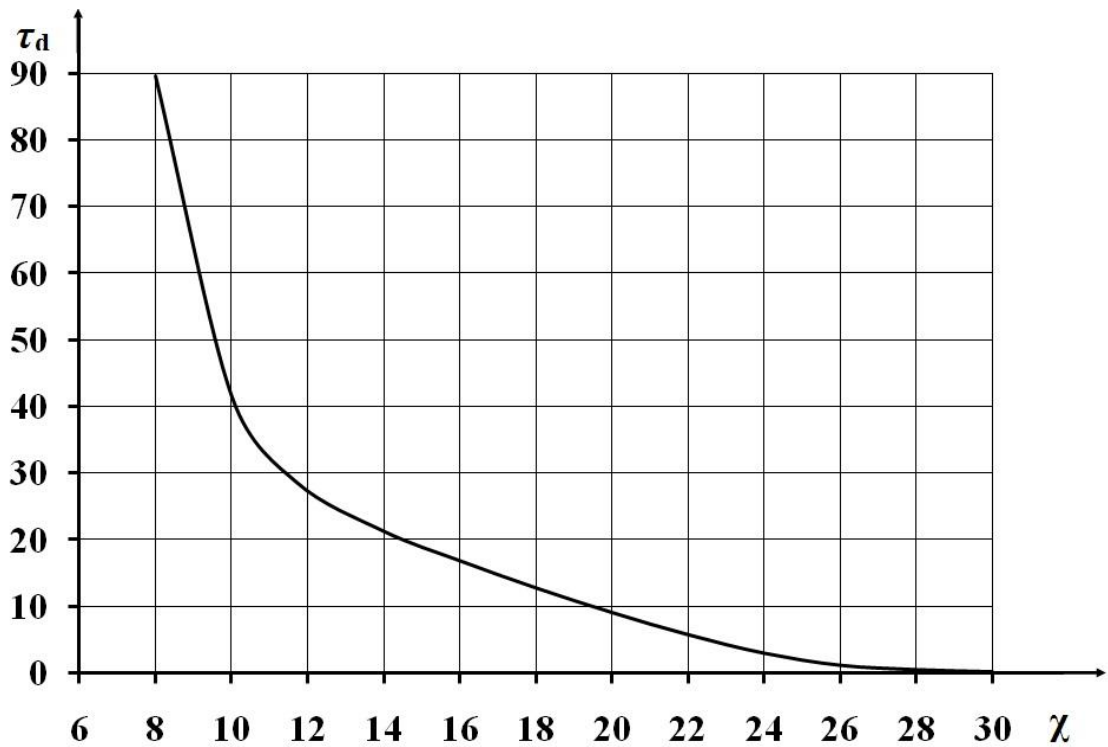


Рисунок 3.2.2. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от безразмерного критерия χ

Анализ результатов, представленных на рис. 3.2.2, позволяет сделать вывод о том, что при изменении параметра χ в достаточно узком диапазоне времена задержки зажигания меняются значительно. Это позволяет сделать вывод о том, что большая часть энергии излучения затрачивается на испарение топлива. Видно, что $\chi=8$ является критическим значением безразмерного критерия, при котором осуществляется зажигание в рассматриваемой системе.

При $\chi < 8$ почти вся энергия, подводимая к жидкому топливу, затрачивается на его испарение. При увеличении χ вероятность реализации условий зажигания возрастает, а инерционность изменения фазового состояния и физико-химических превращений снижается.

Необходимо отметить, что вычисление критерия χ возможно без проведения полномасштабного численного моделирования в рамках модели (2.2.20)–(2.2.26). Для этого достаточно рассчитать скорость испарения жидкого топлива при соответствующей температуре поверхности нагрева, зависящей от давления. Соответственно условия зажигания жидкости могут быть определены достаточно просто с относительно небольшой погрешностью.

3.3 Анализ влияния параметров системы «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания

На базе модели, представленной в п. 3.2, выполнен анализ влияния изменения начальных температур горючей жидкости и окружающего воздуха, а также массовой доли паров воды в окружающем воздухе на значения времён задержки зажигания.

Исследования выполнены при следующих значениях теплофизических и термодимических характеристик взаимодействующих веществ [30, 64, 81–86]:
воздух:

$$C_o = 1006 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_o = 1,161 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_o = 0,026 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

керосин:

$$C_2 = 2190 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_2 = 885 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_2 = 0,117 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$C_3 = 2370 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_3 = 2,8 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_3 = 0,028 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$Q_o = 42 \text{ МДж}/\text{кг}, E = 193 \text{ кДж}/\text{кмоль}, k_o = 9 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, M = 166,2 \text{ кг}/\text{кмоль},$$

$$Q_e = 26,1 \text{ кДж}/\text{кг}, T_o = 300 \text{ К}, \beta = 0,00096 \text{ К}^{-1}.$$

Результаты моделирования исследуемого процесса представлены на рисунках 3.3.1–3.3.3.

Анализ рис. 3.3.1 показывает, что изменение температуры окружающего воздуха незначительно влияет на параметры процесса зажигания. При увеличении начальной температуры воздуха на 11 % время задержки зажигания сокращается менее, чем на 4 %. Такая зависимость объясняется тем, что определяющими факторами при зажигании в рассматриваемой системе являются концентрация паров горючего и температура парогазовой смеси, которая в большей степени зависит от энергетического запаса источника, времени его воздействия и доли энергии излучения, поглощённой парогазовой смесью.

Начальная температура воспламеняемой жидкости в отличие от температуры воздуха оказывает более заметное влияние на времена задержки зажигания (рис. 3.3.2). При варьировании значений безразмерной начальной температуры горючего от 0,39 до 0,44 отличия времён задержки зажигания составили более 21 %. Это объясняется тем, что при понижении начальной температуры жидкого вещества экспоненциально снижается интенсивность испарения жидкости и скорость образования парогазовой смеси. При снижении интенсивности воздействия на жидкость и парогазовую смесь потока излучения влияние начальной температуры жидкого топлива также становится более существенным. Тем не менее, результаты численного моделирования показывают, что зажигание может происходить даже в условиях, когда $\Theta_2^{st}=0,39$, то есть начальная температура жидкого конденсированного вещества $T_2^{st}=273$ К.

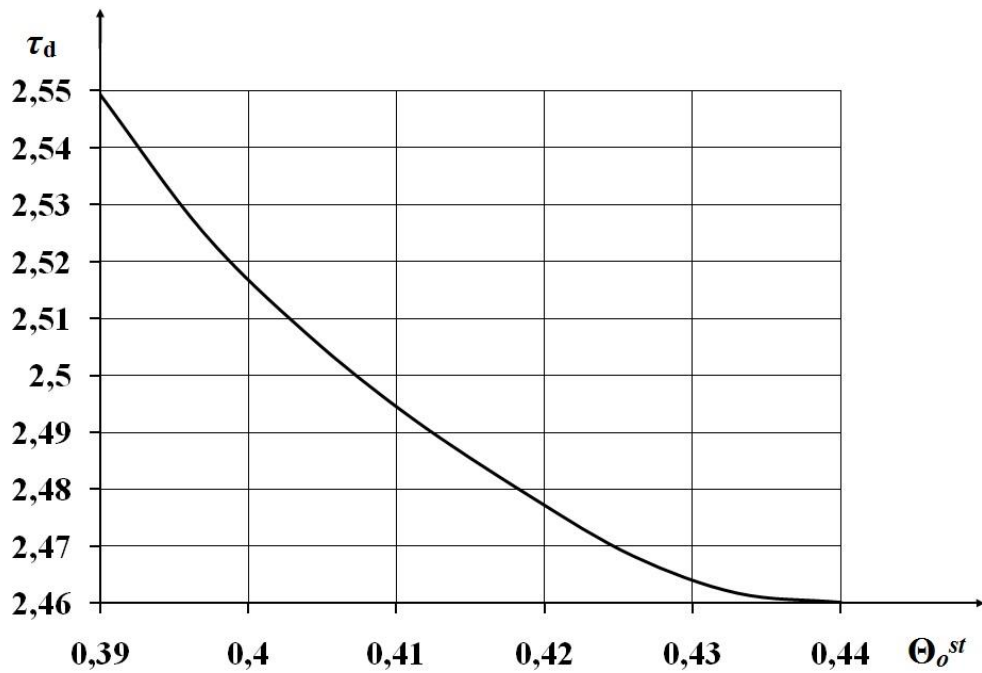


Рисунок 3.3.1. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от начальной температуры окружающего воздуха при $H_{las}=0,3$, $R_I=0,06$, $\Theta_o^{st}=0,429$, $C_w=0$

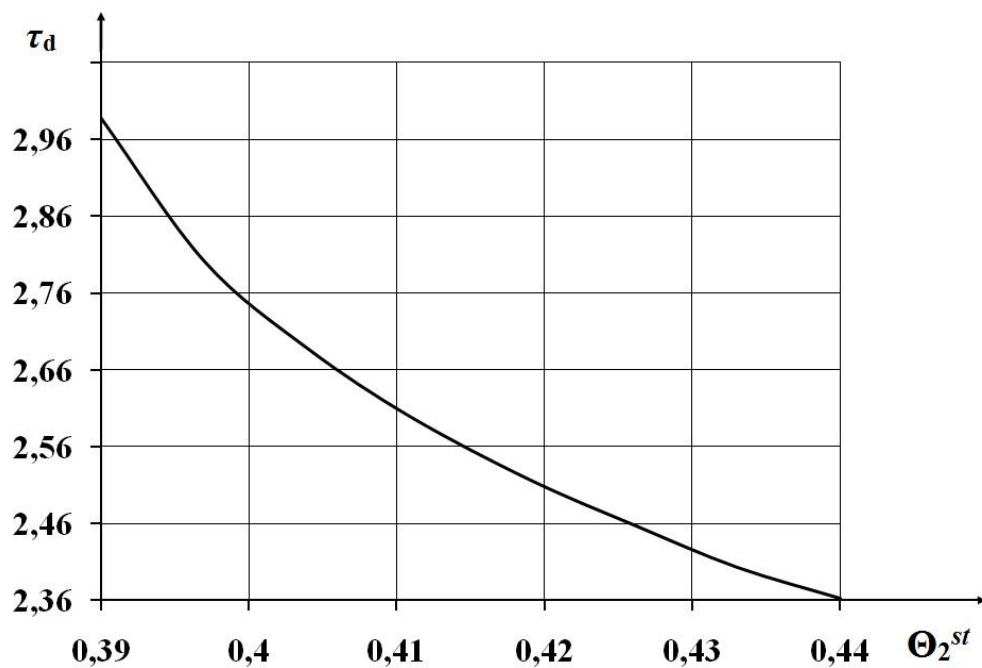


Рисунок 3.3.2. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от начальной температуры жидкости при $H_{las}=0,3$, $R_I=0,06$, $\Theta_o^{st}=0,429$, $C_w=0$

Также при моделировании зажигания горючей жидкости концентрированным потоком светового излучения были установлены масштабы влияния массовой доли паров воды в воздухе на характеристики процесса (рис. 3.3.3).

Анализ полученных результатов показывает, что при изменении массовой доли паров воды от 0 до 35 % время задержки зажигания увеличивается менее чем на 10 %. Это говорит о том, что для рассматриваемой системы влияние фактора влажности воздуха на процесс зажигания значительно меньше по сравнению с системой «одиночная частица – парогазовая смесь – воздух» [10]. Тем не менее, при понижении начальной температуры воздуха и жидкости это влияние также становится более заметным.

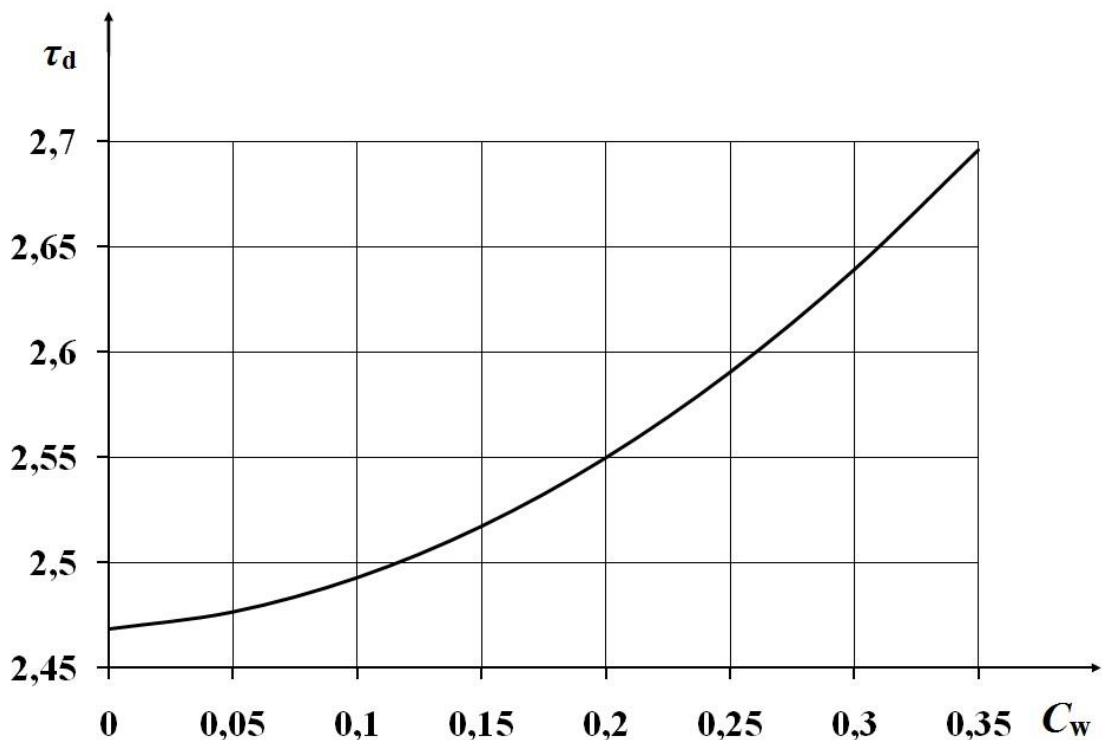


Рисунок 3.3.3. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от массовой доли паров воды в окружающем воздухе при $H_{las}=0,3$, $R_l=0,06$, $\Theta_o^{st}=0,429$, $\Theta_2^{st}=0,429$

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что зажигание горючей жидкости концентрированным потоком светового излучения может происходить при различных начальных параметрах воздуха и воспламеняемого вещества, что свидетельствует о высокой пожарной опасности исследуемого процесса.

3.4 Влияние распределения плотности энергии концентрированного потока светового излучения на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания

Решена задача моделирования в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» при зажигании жидкого топлива – бензина потоком светового излучения, плотность энергии которого постоянна по сечению пучка. Модели, рассмотренные в предшествующих разделах, предусматривали, что мощность энергии светового излучения максимальна на оси потока.

Математическая постановка задачи отличается от изложенной в п. 2.2 записью граничных условий ($0 < \tau \leq \tau_d$):

$$Z=Z_1, 0 < R < R_1: \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - \frac{z_2}{\lambda_2 \cdot \Delta T} \cdot [Q_e \cdot W_e - H(Z_1)], \\ \Theta_1 = \Theta_2, \\ \frac{\partial C_f}{\partial Z} = -\frac{W_e \cdot z_2}{\rho_3 \cdot D_3}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{U}{R}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial R} = -\frac{V}{R}; \end{array} \right. \quad (3.4.1)$$

Численное моделирование выполнено при следующих значениях теплофизических и термодимических характеристик взаимодействующих веществ [30, 64, 81–86]:

воздух:

$C_o=1006$ Дж/(кг·К), $\rho_o=1,161$ кг/м³, $\lambda_o=0,026$ Вт/(м·К);

бензин:

$C_2=2060$ Дж/(кг·К), $\rho_2=751$ кг/м³, $\lambda_2=0,116$ Вт/(м·К);

$C_3=2280$ Дж/(кг·К), $\rho_3=2,5$ кг/м³, $\lambda_3=0,027$ Вт/(м·К);

$Q_o=45$ МДж/кг, $E=130$ кДж/кмоль, $k_o=7 \cdot 10^6$ с⁻¹, $M=100$ кг/кмоль,

$Q_e=29,4$ кДж/кг, $T_0=300$ К, $\beta=0,0012$ К⁻¹.

Задачи численного моделирования физико-химических процессов состояли в установлении масштабов влияния распределения мощности концентрированного потока светового излучения на интенсивность изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидком топливе, определении значений времён задержки зажигания горючей жидкости τ_d в рассматриваемом случае, установлении зависимости τ_d от безразмерной плотности энергии светового излучения H_{las} .

Результаты численного анализа условий воздействия на жидкость потоков концентрированного светового излучения с различным распределением мощности представлены на рисунке 3.4.1.

Анализ рис. 3.4.1 показывает, что распределение плотности энергии потока на границе раздела сред заметно влияет на времена задержки зажигания только при относительно небольших плотностях энергии излучения ($H_{las} < 0,4$). При безразмерной плотности энергии более 0,5 фактор распределения мощности светового излучения практически не играет роли. Полученные зависимости можно объяснить тем, что при постоянной плотности теплового потока по радиусу к жидкости подводится больше тепла. Это приводит к более интенсивному испарению бензина и увеличению концентрации паров горючего в среде окислителя. Однако при увеличении мощности излучения влияние фактора постоянства H_{las} по радиусу уменьшается, поскольку энергии в центре потока излучения достаточно для разогрева и последующего зажигания жидкости практически за тот же интервал времени, что и при постоянной плотности энергии по радиусу.

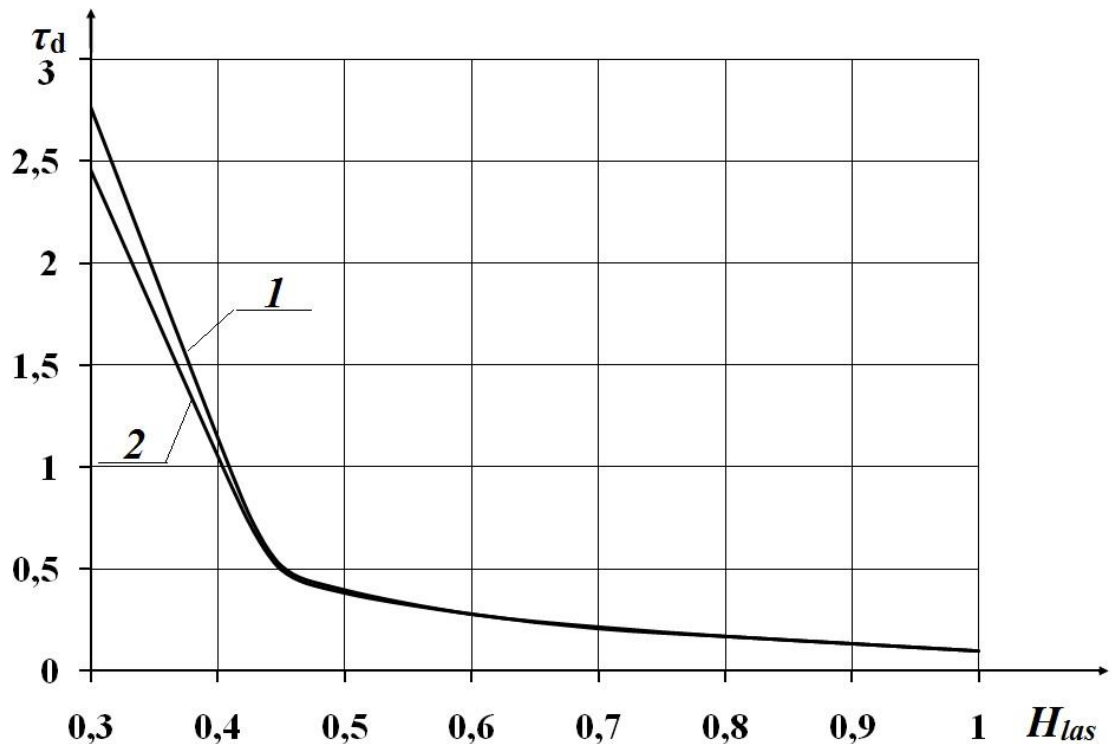


Рисунок 3.4.1. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от безразмерной плотности энергии излучения при $R_1=0,06$: 1 – плотность энергии постоянна по радиусу светового пучка; 2 – плотность энергии максимальна на оси светового пучка

3.5 Решение задачи моделирования физико-химических процессов, протекающих в жидком топливе при воздействии концентрированного потока светового излучения в декартовой системе координат

Инициирование зажигания топлива может производиться сфокусированным потоком, имеющим различную форму сечения. Конфигурация светового луча зависит от формы отверстия, через которое поток излучения воздействует на воспламеняемое вещество. Представляет интерес оценка масштабов влияния на инерционность зажигания формы сечения потока светового излучения.

Решена задача математического моделирования физико-химических процессов в системе «концентрированный поток светового излучения –

жидкость – воздух» в декартовой системе координат. Геометрия области решения задачи представлена на рисунке 3.5.1.

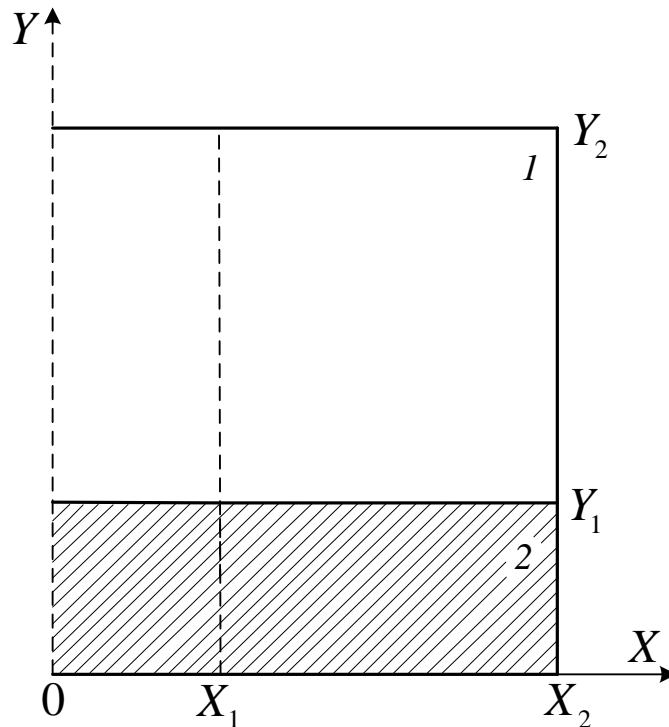


Рисунок 3.5.1. Схема области решения задачи ($0 < t < t_d$): 1 – смесь паров жидкого топлива с воздухом, 2 – жидкость

Физическая постановка задачи аналогична представленной в п. 3.2. Математическая модель включает систему нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений вида:

уравнение Пуассона ($0 < X < X_2$, $Y_1 < Y < Y_2$):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega; \quad (3.5.1)$$

уравнение завихрённости ($0 < X < X_2$, $Y_1 < Y < Y_2$):

$$\frac{1}{Sh} \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re_1} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) + \frac{Gr_1}{Re_1^2} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y}; \quad (3.5.2)$$

уравнение энергии для парогазовой смеси в зоне действия светового излучения ($0 < X < X_1$, $Y_1 < Y < Y_2$):

$$\frac{1}{Sh} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} = \frac{1}{Re_1 \cdot Pr_1} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Y^2} \right) + \frac{y_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot \Delta T \cdot V_m} \times$$

$$\times \left(Q_o \cdot W_o + \frac{\partial H(Y)}{\partial Y} \right); \quad (3.5.3)$$

уравнение энергии для парогазовой смеси вне зоны действия светового излучения ($X_1 < X < X_2$, $Y_1 < Y < Y_2$):

$$\frac{1}{Sh} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} = \frac{1}{Re_1 \cdot Pr_1} \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Y^2} \right) + \frac{Q_o \cdot W_o \cdot y_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot \Delta T \cdot V_m}; \quad (3.5.4)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе ($0 < X < X_2$, $Y_1 < Y < Y_2$):

$$\frac{1}{Sh} \cdot \frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial C_f}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial C_f}{\partial Y} = \frac{1}{Re_3 \cdot Sc_3} \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Y^2} \right) - \frac{y_2 \cdot W_o}{\rho_3 \cdot V_m}; \quad (3.5.5)$$

уравнение баланса ($0 < X < X_2$, $Y_1 < Y < Y_2$):

$$C_f + C_o + C_w = 1; \quad (3.5.6)$$

уравнение энергии для жидкости в зоне действия светового излучения ($0 < X < X_1$, $0 < Y < Y_1$):

$$\frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2} + \frac{y_2}{\lambda_2 \cdot \Delta T} \cdot \frac{\partial H(Y)}{\partial Y}; \quad (3.5.7)$$

уравнение энергии для жидкости вне зоны действия светового излучения ($X_1 < X < X_2$, $0 < Y < Y_1$):

$$\frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}. \quad (3.5.8)$$

Безразмерные комплексы (число Струхалия Sh, число Рейнольдса Re, число Грасгофа Gr, число Прандтля Pr, число Шмидта Sc, число Фурье Fo) вычислялись из соотношений [61, 62]:

$$Sh = \frac{V \cdot t}{y_2}; \quad Re = \frac{2 \cdot V \cdot y_2}{\nu}; \quad Gr = \frac{\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot y_2^3}{\nu^2}, \quad Pr = \frac{\nu \cdot C \cdot \rho}{\lambda}; \quad Sc = \frac{\nu}{D}; \quad Fo = \frac{\lambda \cdot t}{\rho \cdot C \cdot y_2^2}.$$

Начальные условия ($\tau=0$):

$$0 < X < X_2, \quad 0 < Y < Y_1: \quad \Theta_2 = \Theta_0; \quad (3.5.9)$$

$$0 < X < X_2, \quad Y_1 < Y < Y_2: \quad \Theta_1 = \Theta_0, \quad C_f = 0, \quad \Omega = 0, \quad \Psi = 0. \quad (3.5.10)$$

Граничные условия при $0 < \tau < \tau_d$:

$$Z=0, \quad 0 < X < X_2: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y} = 0; \quad (3.5.11)$$

$$\begin{aligned}
 Z=Z_1, 0 < X < X_1: & \left\{ \begin{aligned}
 \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y} &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} - \frac{y_2}{\Delta T \cdot \lambda_2} [Q_e \cdot W_e - \\
 &- H(Y_1) \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{x_1^2}\right)], \\
 \Theta_1 &= \Theta_2, \\
 \frac{\partial C_f}{\partial Y} &= -\frac{W_e \cdot y_2}{\rho_3 \cdot D_3}, \\
 \frac{\partial \Psi}{\partial Y} &= U, \\
 -\frac{\partial \Psi}{\partial X} &= V;
 \end{aligned} \right. \tag{3.5.12}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Y=Y_1, X_1 < X < X_2: & \left\{ \begin{aligned}
 \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y} &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} - \frac{y_2 \cdot Q_e \cdot W_e}{\Delta T \cdot \lambda_2}, \\
 \Theta_1 &= \Theta_2, \\
 \frac{\partial C_f}{\partial Y} &= -\frac{W_e \cdot y_2}{\rho_3 \cdot D_3}, \\
 \frac{\partial \Psi}{\partial Y} &= U, \\
 -\frac{\partial \Psi}{\partial X} &= V;
 \end{aligned} \right. \tag{3.5.13}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Y=Y_2, 0 < X < X_2: & \left\{ \begin{aligned}
 \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} &= \frac{y_2}{\Delta T \cdot \lambda_1} \cdot H(Y_2) \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{x_1^2}\right), \\
 \frac{\partial C_f}{\partial Y} &= 0, \\
 \frac{\partial \Psi}{\partial Y} &= 0, \\
 \Psi &= 0;
 \end{aligned} \right. \tag{3.5.14}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 X=0, 0 < Y < Y_1: & \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = 0; \tag{3.5.15}
 \end{aligned}$$

$$X=0, Y_1 < Y < Y_2: \begin{cases} \frac{\partial \Theta_1}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_f}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \Psi = 0; \end{cases} \quad (3.5.16)$$

$$X=X_2, 0 < Y < Y_1: \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = 0; \quad (3.5.17)$$

$$X=X_2, Y_1 < Y < Y_2: \begin{cases} \frac{\partial \Theta_1}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_f}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \Psi = 0. \end{cases} \quad (3.5.18)$$

Скорость парообразования жидкого вещества определялась по соотношению (2.2.43). Объёмные доли компонентов парогазовой смеси вычислялись по формулам (2.2.8), (2.2.9). Теплофизические характеристики парогазовой смеси определялись из выражений (2.2.10)–(2.2.12). Коэффициент диффузии паров жидкого горючего вещества в воздухе D_3 вычислялся по формуле (2.2.42).

Плотность энергии светового излучения на границе парогазовой смеси при $Z=Z_2$, определялась по формуле:

$$H(Z_2) = \frac{P}{\pi \cdot x_1^2}, \quad (3.5.19)$$

где P – мощность пучка лазера, Вт; x_1 – радиус зоны действия пучка светового излучения, м.

Изменение плотности энергии потока в парогазовой смеси при $X_1 < X < X_2$ определялось по закону Бугера-Ламберта-Бера:

$$H(Y) = H(Y_2) \cdot \exp[-k_{\lambda 1} \cdot (y_2 - y)], \quad (3.5.20)$$

где $k_{\lambda 1}$ – коэффициент поглощения излучения парогазовой смесью, м^{-1} .

Аналогично определялось изменение плотности энергии светового излучения и в жидком топливе при $0 < Y < Y_1$:

$$H(Y) = H(Y_1) \cdot \exp[-k_{\lambda 2} \cdot (y_2 - y)], \quad (3.5.21)$$

где $k_{\lambda 2}$ – коэффициент поглощения оптического излучения жидкостью, м^{-1} .

Численное моделирование исследуемого процесса выполнено при следующих значениях теплофизических и термохимических характеристик взаимодействующих веществ [30, 64, 81–86]:

воздух:

$$C_o = 1006 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \rho_o = 1,161 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_o = 0,026 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

бензин:

$$C_2 = 2060 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \rho_2 = 751 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_2 = 0,116 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

$$C_3 = 2280 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \rho_3 = 2,5 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_3 = 0,027 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

$$Q_o = 45 \text{ МДж}/\text{кг}, E = 130 \text{ кДж}/\text{кмоль}, k_o = 7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}, M = 100 \text{ кг}/\text{кмоль},$$

$$Q_e = 29,4 \text{ кДж}/\text{кг}, T_o = 300 \text{ К}, \beta = 0,0012 \text{ К}^{-1}.$$

Определены зависимости времён задержки зажигания горючей жидкости от безразмерной плотности энергии излучения H_{las} , начальной температуры жидкого топлива Θ_2^{st} и внешних параметров (температуры Θ_o^{st} и массовой доли паров воды C_w в окружающем воздухе). Результаты представлены на рисунках 3.5.2–3.5.5.

Рис. 3.5.2 иллюстрирует влияние изменения мощности потока излучения на время задержки зажигания. При изменении безразмерной плотности энергии излучения H_{las} в диапазоне от 0,3 до 1,0 безразмерное время задержки зажигания τ_d уменьшается более чем в 25 раз. Такое снижение инерционности фазового перехода и физико-химических превращений объясняется тем, что при увеличении количества энергии, подводимой к воспламеняемой жидкости, ускоряются процессы её прогрева и испарения.

Полученная зависимость времени задержки зажигания жидкого топлива от безразмерной плотности энергии излучения качественно хорошо соответствует аналогичной зависимости, представленной в п. 3.2 (рис. 3.2.1).

Однако при решении задачи в декартовой системе координат время задержки зажигания изменяется по сравнению с результатами решения в цилиндрических координатах в среднем на 10%.

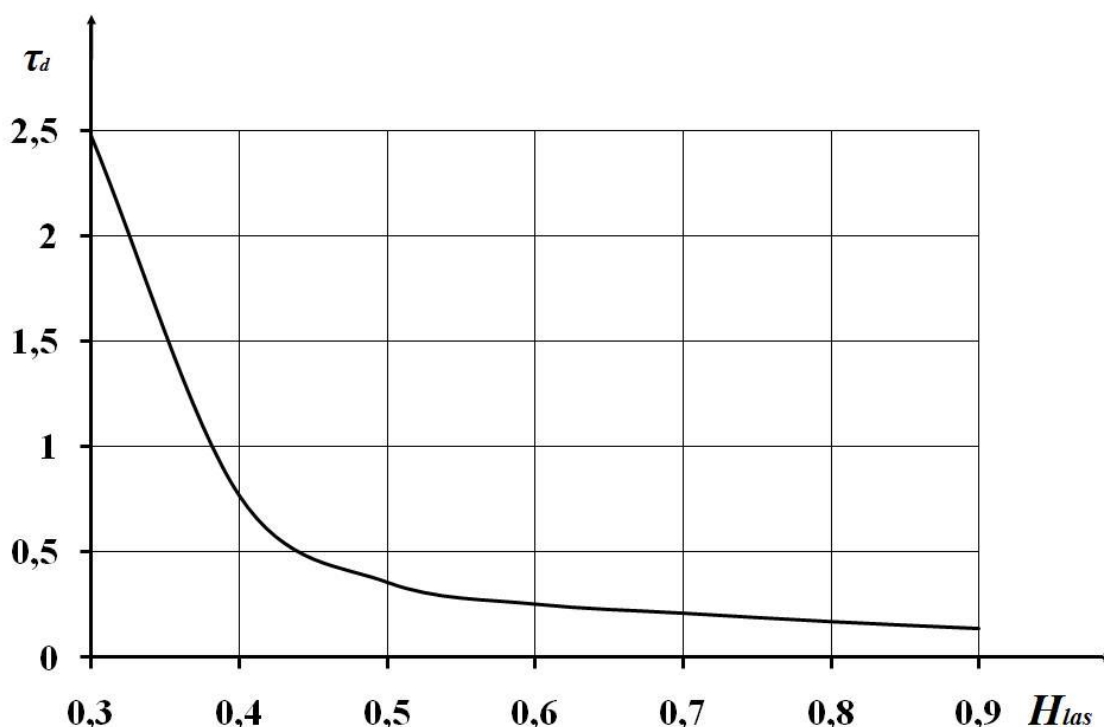


Рисунок 3.5.2. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от безразмерной плотности энергии излучения H_{las} при $X_1=0,06$

Рис. 3.5.3 показывает масштабы влияния на характеристики процесса зажигания изменения начальной температуры воспламеняемой жидкости. При варьировании Θ_2^{st} в пределах от 0,445 до 0,376 время задержки зажигания изменяется на 25 %. Это свидетельствует о довольно значительном воздействии изменения начальной температуры жидкого конденсированного вещества на исследуемый процесс, поскольку от этого параметра рассматриваемой системы зависит скорость испарения горючего.

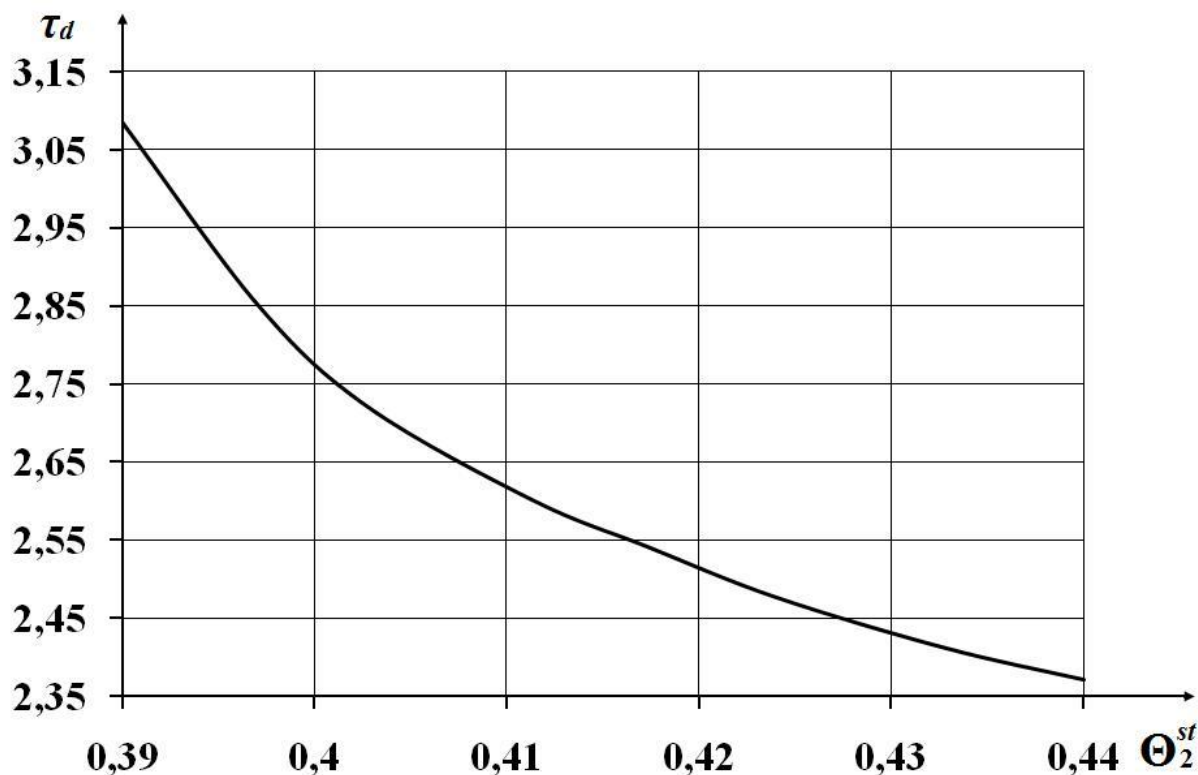


Рисунок 3.5.3. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от начальной температуры горючей жидкости при $H_{las}=0,3$, $X_I=0,06$, $\Theta_o^{st}=0,429$, $C_w=0$

На рис. 3.5.4 и 3.5.5 представлено изменение времени задержки зажигания от внешних параметров (Θ_o^{st} и C_w). Анализ рис. 3.5.4 показывает, что температура окружающего воздуха незначительно влияет на основной параметр процесса. Масштабы влияния доли в окружающем воздухе водяных паров более значительны. С увеличением C_w в диапазоне от 0 до 35 % (рис. 3.5.5) время задержки зажигания возрастает на 9 %.

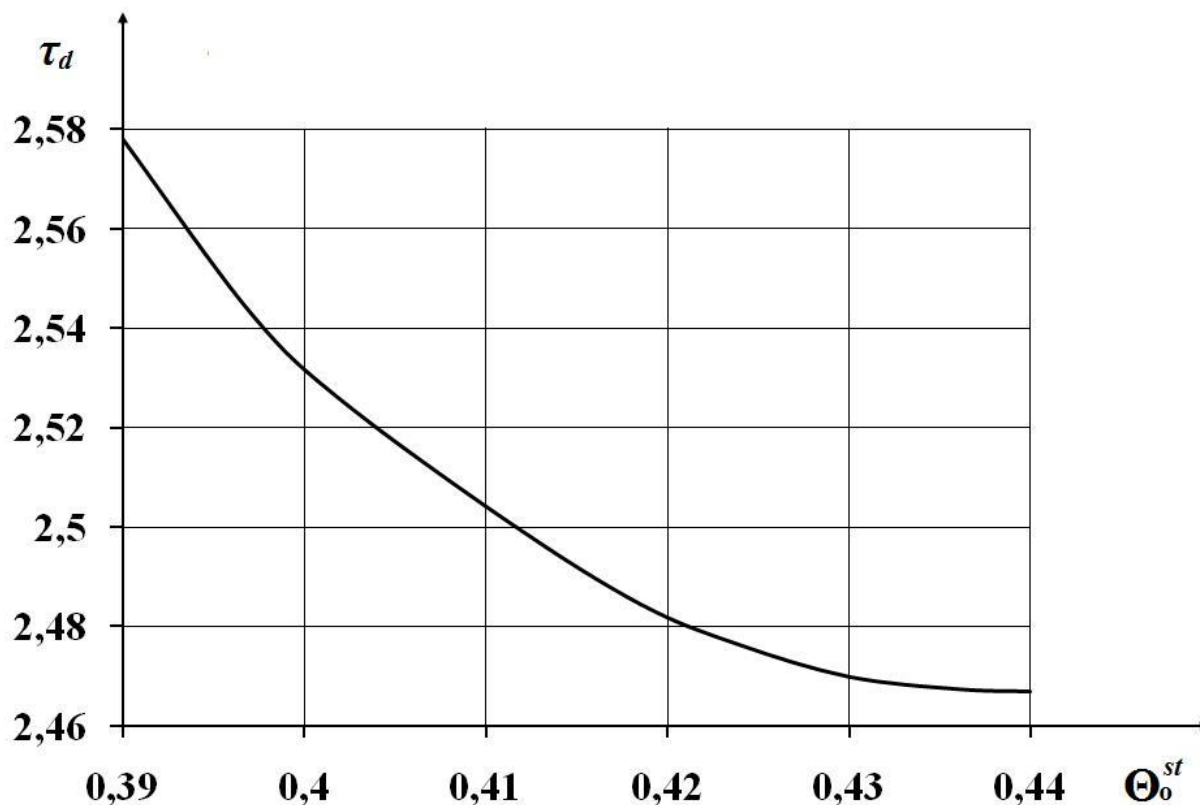


Рисунок 3.5.4. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от начальной температуры окружающего воздуха при $H_{las}=0,3$, $X_l=0,06$, $\Theta_2^{st}=0,429$, $C_w=0$

Относительно слабое влияние на характеристики исследуемого процесса внешних факторов можно объяснить тем, что процесс формирования парогазовой смеси, а также достижение её температурой и концентрацией компонентов пороговых значений в большей степени зависит от интенсивности испарения горючей жидкости и поглощения энергии светового излучения газовой фазой.

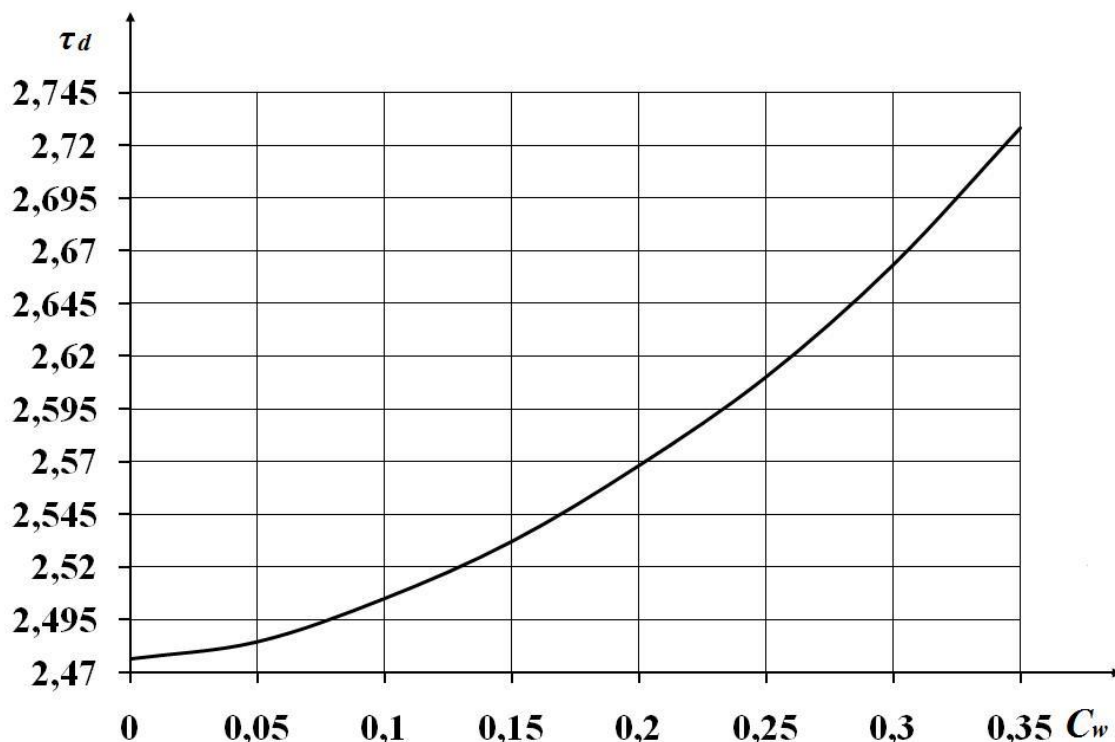


Рисунок 3.5.5. Зависимость времён задержки зажигания в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» от массовой концентрации паров воды в окружающем воздухе при $H_{las}=0,3$, $R_1=0,06$,

$$\Theta_o^{st}=0,429, \Theta_2^{st}=0,429$$

Следует отметить, что результаты моделирования исследуемого процесса в декартовой системе координат незначительно отличаются от решения аналогичной задачи в цилиндрических координатах (п. 3.3). Так, изменение времён задержки зажигания при варьировании начальной температуры воздуха составило порядка 5 %, при варьировании начальной температуры жидкости – 7 %, а времена задержки зажигания τ_d при изменении массовой доли паров воды в воздухе отличаются менее, чем на 1 %. Хотя при решении задачи, поставленной в п. 3.3, в качестве воспламеняемой жидкости был выбран керосин, можно считать правомерным сравнение результатов решения, приведённых в п.п. 3.3 и 3.5, поскольку различия между теплофизическими свойствами бензина и керосина невелики.

Результаты численного моделирования изменения фазового состояния и физико-химических превращений в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» показывают возможность реализации процесса в достаточно широком диапазоне внешних условий и внутренних параметров системы, что подтверждает высокую потенциальную опасность возникновения пожаров при воздействии потока светового излучения на жидкое конденсированное вещество.

Заключение

Результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

1. С использованием созданной модели зажигания выявлены основные закономерности изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидких конденсированных веществах при воздействии концентрированных потоков светового излучения на примере типичных пожароопасных жидкостей (бензин, керосин).

2. Показано, что интенсифицировать физико-химические процессы при зажигании жидкости можно за счёт:

– увеличения плотности энергии излучения (при увеличении H_{las} от 0,1 до 10 τ_d снижается от 71 до 0,1);

– повышения начальной температуры жидкого конденсированного вещества (при $\Theta_2^{st} = 0.39 \div 0.44 \tau_d$ снижается более чем на 20%).

3. Исследовано влияние поглощения энергии излучения в газовой фазе на инерционность зажигания. В случае, когда учитывается процесс поглощения энергии излучения в газовой фазе, в среднем на 20% возрастает время задержки зажигания, поскольку, не смотря на дополнительный разогрев парогазовой смеси за счёт поглощённой энергии, снижается интенсивность испарения жидкости и диффузии паров горючего в воздухе.

4. Показано, что в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» даже при непрерывном воздействии на жидкое топливо источника энергии с неизменной мощностью возможно определение критических условий зажигания. Предельным соотношением величины энергии, подведённой к системе, к доле энергии, затраченной на испарение жидкости, является $\chi=8$.

5. Выявлено, что в отличие от систем «одионочная разогретая до высоких температур частица – жидкое топливо – окислитель», в рассматриваемой системе место локализации химической реакции окисления всегда расположено вблизи поверхности испарения.

6. Полученные зависимости времён задержки зажигания от начальной температуры жидкого топлива и воздуха, а также массовой доли паров воды в окружающем воздухе показали, что существенное влияние на интенсивность физико-химических процессов, протекающих в жидкости, на её поверхности и в малой окрестности зоны фазового перехода оказывает только начальная температура жидкости (при $\Theta_2^{st} = 0.39 \div 0.44$ τ_d снижается от 0,368 до 0,291). Варьирование других параметров системы практически не влияет на инерционность зажигания (при увеличении C_w от 0 до 0,35 и Θ_o^{st} от 0,38 до 0,44 К τ_d изменяется не более, чем на 4%), поскольку значимым фактором при формировании парогазовой смеси и её разогреве до критических температур является именно начальная температура жидкого топлива.

7. Исследованы процессы изменения фазового состояния и физико-химических превращений в жидком конденсированном веществе при воздействии концентрированного потока светового излучения, мощность которого максимальна на оси светового пучка. Установлено, что характер распределения плотности энергии по радиусу оказывает влияние на инерционность зажигания только при значении безразмерной плотности энергии излучения $H_{las} \leq 0,4$.

8. Установлено, что, при решении плоской задачи зажигания в декартовой системе координат, как и при решении аналогичной задачи в цилиндрической системе, оптимальные условия зажигания реализуются при максимально возможных значениях мощности излучения. Также показано, что начальная температура горючей жидкости заметно влияет на значение времени задержки зажигания, в то время как масштабы влияния на основной параметр исследуемого процесса начальной температуры и влажности окружающего воздуха незначительны.

9. Теоретически исследованы процессы возгораний типичных жидких топлив под действием концентрированного потока светового излучения, которые могут быть реализованы во многих случаях на практике. Полученные результаты создают объективные предпосылки для объяснения причин многих

пожаров, возникающих при воздействии сфокусированных радиационных потоков на открытую поверхность горючих жидкостей.

10. Предложенные модели изменения фазового состояния и физико-химических превращений могут использоваться для дальнейшего фундаментального изучения особенностей и закономерностей физико-химических процессов, протекающих при воздействии концентрированных потоков светового излучения на пожароопасные жидкости, отличные от рассмотренных (дизельное топливо, мазут, нефть, различные растворители и масла).

11. Установленные особенности и закономерности воздействия потока светового излучения на жидкое конденсированное вещество расширяют представления классической теории зажигания конденсированных веществ.

В завершение диссертации автор выражает особую благодарность научным руководителям профессору Гению Владимировичу Кузнецову и доценту Павлу Александровичу Стрижаку за их поддержку, советы, размышления и помощь в обсуждении полученных результатов исследований.

Литература

1. Варнатц, Ю.М. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ: пер. с англ. / Ю.М. Варнатц, У. Маас, Р. Диббл. – М. : Физматлит, 2006. – 352 с. : ил. – Библиогр.: с. 322-340. – Предметный указатель: с. 341-347. – ISBN 5-9221-0438-1.
2. Вилунов, В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ / В.Н. Вилунов; отв. ред. В.Е. Зарко, А.Г. Мержанов. – Новосибирск : Наука : Сиб. отд-ние, 1984. – 189 с. : ил. ; 20 см.
3. Мак-Алеви, Р.Ф. Механизм воспламенения смесевых твердых топлив горячими газами / Мак-Алеви Р.Ф., Кауан П.Л., Саммерфилд М. // Исследование ракетных двигателей на твердом топливе : Сб. статей. М. : Издательство иностранной литературы, 1963. – С. 397–415.
4. Мальцев, В.М. Основные характеристики горения / В.М. Мальцев, М.И. Мальцев, Л. Я. Кашпоров. – М. : Химия, 1977. – 320 с. : ил. – Библиогр.: с. 318–320.
5. Таратушкина, Г.В. Теплоперенос при зажигании конденсированных веществ и эрозии конструкционных материалов при инерционном осаждении твёрдых горячих частиц : диссертация кандидата физ.-мат. наук / Таратушкина Галина Владимировна. – Томск, 2004. – 184 с. – Библиогр.: с. 176–184.
6. Стрижак, П.А. Тепломассоперенос при зажигании пожароопасных жидкостей одиночной нагретой до высоких температур частицей : диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Стрижак Павел Александрович. – Томск, 2008. – 165 с. : ил. – Библиогр.: с. 158–165.
7. Кузнецов, Г.В. Воспламенение пожароопасной жидкости одиночной «горячей» частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. 2007. – № 6. – С. 13–20.
8. Стрижак, П.А. Численный анализ факторов, влияющих на характеристики зажигания плёнки жидкого конденсированного вещества одиночной нагретой до высоких температур частицей с ограниченным теплосодержанием // Современные проблемы химической и радиационной физики / под ред. И.Г. Ассовского, А.А. Берлина, Г.Б. Манелиса, А.Г. Мержанова. – Москва, Черноголовка : ОИХФ РАН, 2009. – С. 183–186.

9. Кузнецов, Г.В. Одномерные, двумерные и пространственные модели газофазного зажигания жидких конденсированных веществ локальными источниками энергии / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Современные проблемы химической и радиационной физики / под ред. И.Г. Ассовского, А.А. Берлина, Г.Б. Манелиса, А.Г. Мержанова. – Москва, Черноголовка : ОИХФ РАН, 2009. – С. 236–239.
10. Кузнецов, Г.В. Особенности газофазного зажигания смеси паров керосина с воздухом нагретой до высоких температур стальной проволокой / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Инженерно-физический журнал. – 2009. – Т. 82, № 6. – С. 1046–1051.
11. Kuznetsov, G.V. Transient heat and mass transfer at the ignition of vapor and gas mixture by a moving hot particle / G.V. Kuznetsov, P. Strizhak // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2010. – V. 53. – Iss. 5–6. – P. 923–930.
12. Кузнецов, Г.В. Численное решение задачи воспламенения жидкого пожароопасного вещества одиночной «горячей» частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Физика горения и взрыва. – 2009. – № 5. – С. 42–50.
13. Захаревич, А.В. Зажигание твёрдых и жидких конденсированных веществ одиночными нагретыми до высоких температур частицами : диссертация кандидата физ.-мат. наук / Захаревич Аркадий Владимирович. – Томск, 2008. – 117 с.
14. Кузнецов, Г.В. Зажигание дизельного топлива одиночной «горячей» металлической частицей / Г.В. Кузнецов, А.В. Захаревич, В.И. Максимов // Пожаровзрывобезопасность, 2008. – Т. 17, № 4. – С. 28–30.
15. Захаревич, А.В., Кузнецов Г.В., Максимов В.И. О механизме зажигания бензина одиночной нагретой до высоких температур металлической частицей / А.В. Захаревич, Г.В. Кузнецов, В.И. Максимов // Пожаровзрывобезопасность, 2008. – Т. 17, № 5. – С. 39–42.
16. Буркина, Р.С. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла / Р.С. Буркина, Е.А. Микова // Физика горения и взрыва. – 2009. – № 2. – С. 40–47.
17. Ассовский, И.Г. Взаимодействие лазерного излучения с реагирующим веществом. Критический диаметр светового пучка / А.Г. Ассовский // Доклады РАН. Химия. – 1994. – Т. 7, № 6. – С. 143–150.

18. Дугинов, Е.В. Влияние зависимости коэффициента поглощения от температуры на условие зажигания конденсированного взрывчатого вещества лазерным импульсом / Е.В. Дугинов, А.В. Ханефт // Современные проблемы химической и радиационной физики / под ред. И.Г. Ассовского, А.А. Берлина, Г.Б. Манелиса, А.Г. Мержанова. – Москва, Черноголовка: ОИХФ РАН, 2009. – С. 308–310.
19. Дугинов, Е.В. Тепловая модель зажигания ТЭНа импульсным лазером // Образование, наука, инновации – доклады молодых исследователей: материалы международной научно-практической конференции. – Кемерово: Изд-во КемГУ, 2007. – Т. 2.
20. Ханефт, А.В. Модель влияния подложки на инициирование РЕТН лазерным импульсом / А.В. Ханефт, Е.В. Дугинов // Современные проблемы химической и радиационной физики / под ред. И.Г. Ассовского, А.А. Берлина, Г.Б. Манелиса, А.Г. Мержанова. – Москва, Черноголовка: ОИХФ РАН, 2009. – С. 352–356.
21. Медведев, В.В. Влияние интенсивности лазерного излучения на пороги зажигания пористого двухосновного топлива // Химическая физика. – 2004. – Т. 21, № 3. – С. 73–78.
22. Медведев, В.В. Зажигание пиротехнического состава (перхлорат аммония + ультрадисперсный алюминий) лазерными импульсами / В.В. Медведев, В.П. Ципилёв, А.А. Решетов // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308, № 2. – С. 83–86.
23. Медведев, В.В. Зажигание смеси (нанопорошок алюминия + оксид железа) импульсным лазерным излучением / В.В. Медведев, А.П. Ильин, Г. Кутюрье, А.В. Мостовщиков, Л.О. Толбанова // Современные проблемы химической и радиационной физики / под ред. И.Г. Ассовского, А.А. Берлина, Г.Б. Манелиса, А.Г. Мержанова. – Москва, Черноголовка : ОИХФ РАН, 2009. – С. 326–328.
24. Ципилёв, В.П. Кинетика взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном инициировании / В.П. Ципилёв, В.М. Лисицын, В.И. Корепанов, В.И. Олешко // В кн.: Труды III международной конференции «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах». – Томск / ТПУ, 2002. – С. 245–247.

25. Ципилёв, В.П. Механизмы лазерного импульсного инициирования азидов тяжелых металлов / В.П. Ципилёв, В.М. Лисицын, В.И. Корепанов, В.И. Олешко, А.Н. Яковлев // В кн.: 12 International conference on radiation physics and chemistry of inorganic materials. Proceedings. – Tomsk / TPU, 2003. – С. 504–511.
26. Статистика пожаров в Российской Федерации за 7 месяцев 2006 г. // Пожаровзрывобезопасность. – 2006. – № 5. – С.68.
27. Обстановка с пожарами в Российской Федерации в 2007 году // Пожарная безопасность. – 2008. – № 1. – С. 65–66.
28. World Fire Statistics. Geneva Association Newsletter. Centre of Fire Statistics of CTIF. Report № 10, 2006. – P.1.
29. World Fire Statistics. Geneva Association Newsletter, 2007 – № 23. – P. 1.
30. Горшков, В.И. Тушение пламени горючих жидкостей / В.И. Горшков. – М. : Пожнаука, 2007. – 268 с.
31. Карабин, А.И. Сжигание жидкого топлива в промышленных установках / А.И. Карабин. – М. : Металлургия, 1966. – 371 с.
32. Баратов, А.Н. Горение – Пожар – Взрыв – Безопасность / А.Н. Баратов – М. : ФГУП ВНИИПО МЧС России, 2003. – 364 с.
33. Вильямс, Ф.А. Теория горения / Ф.А. Вильямс. – М. : Наука, 1971. – 615 с.
34. Даффи, Дж. Солнечная энергетика. Физико-технические основы разработки / Дж. Даффи, У. Бекман. – М. : «Интеллект», 2009. – 1200 с.
35. Дик И.Г. Модель зажигания и перехода к горению конденсированного газифицирующегося вещества / И.Г. Дик, А.М. Селиховкин // Математическое моделирование. – 1991. - № 4. – С. 3–11.
36. Vilyunov, V.N. Ignition of Solids / V.N. Vilyunov, V.E. Zarko. – Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1989. – 442 p.
37. Кумагаи, С. Горение / С. Кумагаи. – М. : Химия, 1979. – 255 с.
38. Lindstedt, R.P. Detailed kinetic modeling of premixed benzene flames / R.P. Lindstedt, G. Skevis // Combustion and Flame. – 1994. – № 99. – P. 551–561.
39. Блинов, В.И. Диффузионное горение жидкостей / В.И. Блинов, Г.Н. Худяков. – М. : Изд-во АН ССР, 1961. – 201 с.
40. Варшавский, Г.А. Горение капли жидкого топлива / Г.А. Варшавский. – В кн.: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. – М. : Наука, 1982. – С. 87–107.

41. Lindstedt, R.P. Modeling of premixed turbulent flames with second moment methods / R.P. Lindstedt, E.M. Vaos // *Combustion and Flame*. – 1999. – № 116. – P. 461–485.
42. Dagaut, P. The ignition, oxidation and combustion of kerosene: A review of experimental and kinetic modeling / P. Dagaut, M. Cathonnet // *Progress in energy and combustion science*. – 2006. – № 32. – P. 48–92.
43. Басевич, В.Я. Глобальные кинетические механизмы, разработанные для моделирования многостадийного самовоспламенения углеводородов в реагирующих течениях / В.Я. Басевич, С.М. Фролов // *Химическая физика*. – 2006. – Т. 25, № 6. – С. 54–62.
44. Скрипник А.А. Моделирование воспламенения в струе жидкого топлива / А.А. Скрипник, С.М. Фролов, Р.З. Кавтарадзе, В.В. Эфрос // *Химическая физика*. – 2004. – Т. 23, № 1. – С. 54–61.
45. Новожилов, Б.В. Нестационарное горение твёрдых ракетных топлив / Б.В. Новожилов. – М.: Наука, 1973. – 176 с.
46. Бекстед, М.В. Современный прогресс в моделировании горения твёрдого топлива / М.В. Бекстед // *Физика горения и взрыва*. – 2006. – Т. 42, № 6. – С. 4–24.
47. Гусаченко, Л.К. Моделирование процессов горения твёрдых топлив / Л.К. Гусаченко, В.Е. Заврко, В.Я. Зырянов, В.П. Бобрышев. – Новосибирск : Наука, 1985. – 182 с.
48. Золотко, А.Н. Воспламенение и горение газовзвесей / А.Н. Золотко, Я.И. Вовчук, В.Г. Шевчук, Н.И. Полетаев // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – Т. 41, № 6. – с. 3–14.
49. Hulek, T. Computations of steady-state and transient premixed turbulent flames using PDF methods / T. Hulek, R.P. Lindstedt // *Combustion and Flame*. – 1996. – № 104. – P. 481–504.
50. Lindstedt, R.P. Joint scalar transported PDF modeling of nonpiloted turbulent diffusion flames / R.P., Lindstedt, H.C., Ozarovsky // *Combustion and Flame*. – 2005. – № 143. – P. 471–490.
51. Зельдович, Я.Б. Математическая теория горения и взрыва / Я.Б. Зельдович – М. : Наука, 1980. – 478 с.
52. Основы практической теории горения / под ред. В.В. Померанцева. Учебное пособие для студентов высших учебных заведений. – Л. : Энергия, 1973. – 263 с.

53. Сполдинг, Д.Б. Основы теории горения / Д.Б. Сполдинг. – М. : Госэнергоатомиздат, 1959. – 320 с.
54. Бриш, А.А. О механизме инициирования ВВ излучение ОКГ / А.А. Бриш, И.А. Галеев, Е.А. Сбитнев, Л.В. Татаринцев // Физика горения и взрыва. – 1969. – Т. 5, № 4. – С. 475–480.
55. Волкова, А.А. Временные характеристики инициирования ТЭНа лазерным импульсом / А.А. Волкова, А.Д. Зинченко, И.В. Санин, В.И. Таржанов, Б.Б. Токарев // Физика горения и взрыва. – 1977. – Т. 13, № 5. – С. 760–765.
56. Быхало, А.И. Инициирование ТЭНа мощным лазерным излучением / А.И. Быхало, Е.В. Жужукало, Н.Г. Ковальский, А.Н. Коломыйский, В.В. Коробов, А.Д. Рожков, А.И. Юдин // Физика горения и взрыва. – 1985. – Т. 21, № 4. – С. 110–113.
57. Таржанов, В.И. Лазерное инициирование ТЭНа / В.И. Таржанов, А.Д. Зинченко, В.И. Сдобнов, Б.Б. Токарев, А.И. Погребов, А.А. Волкова // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32, № 4. – С. 113–119.
58. Михеев, Ф.В. Экспериментальное изучение критических условий при зажигании и горении порохов / Ф.В. Михеев, Ю.В. Левашов // Физика горения и взрыва. – 1973. – Т. 2, № 4. – С. 505–510.
59. Дик, И.Г. Об устойчивости зажигания конденсированных веществ при воздействии импульсом теплового потока / И.Г. Дик, А.Б. Зурер, В.Т. Кузнецов // Физика горения и взрыва. – 1979. – Т. 15, № 3. – С. 77–82.
60. Пасконов, В.М. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В.М. Пасконов. – М. : Наука, 1984. – 277 с.
61. Джалурия, Й. Естественная конвекция: тепло- и массообмен / Й. Джалурия. – М. : Мир, 1983. – 399 с.
62. Роуч, П.Дж. Вычислительная гидродинамика / П.Дж. Роуч. – М. : Мир, 1980. – 616 с.
63. Полежаев, Ю.В. Тепловая защита / Ю.В. Полежаев, Ф.Б. Юрьевич. – М. : Энергия, 1976. – 391 с.
64. Варгафтик, Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н.Б. Варгафтик. – М. : ООО «Старс», 2006. – 720 с.
65. Франк-Каменецкий, Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике / Д.А. Франк-Каменецкий. – М. : Наука, 1987. – 490 с.
66. Исаченко, В.П. Теплообмен при конденсации / В.П. Исаченко. – М. : Энергия, 1977. – 239 с.

67. Яворский, Б.М. Справочник по физике / Б.М. Яворский. – М. : Наука, 1979. – 942 с.
68. Самарский, А.А. Теория разностных схем / А.А. Самарский. – М. : Наука, 1983. – 616 с.
69. Самарский, А.А. Численные методы решения задач конвекции – диффузии / А.А. Самарский, П.Н. Вабищевич. – М. : Эдиториал УРСС, 1999. – 512 с.
70. Березин, И.С. Методы вычислений / И.С. Березин, Н.П. Жидков. – М. : Физматгиз, 1962. – Т. 2. – 620 с.
71. Калиткин, Н.Н. Численные методы / Н.Н. Калиткин. – М. : Наука, 1978. – 512 с.
72. Вержбицкий, В.М. Основы численных методов / В.М. Вержбицкий. – М. : Высшая школа, 2002. – 840 с.
73. Коздоба, Л.А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности / Л.А. Коздоба. – М. : Наука, 1975. – 227 с.
74. Гаращенко, А.Н. О модификации методов решения нелинейных задач тепломассопереноса в условиях высоких градиентов температур / А.Н. Гаращенко, И.К. Жарова, Г.В. Кузнецов, В.П. Рудзинский, Г.В. Таратушкина // Аэрокосмическая техника и высокие технологии – 2002. Материалы Всероссийской научно-технической конференции. – Пермь : Изд-во ПГТУ, 2002. – С. 77.
75. Кузнецов, Г.В. Разностные методы решения задач теплопроводности: учебное пособие / Г.В. Кузнецов, М.А. Шеремет. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 172 с.
76. Rogers, S.E. An Upwind Differencing Scheme for the Incompressible Navier-Stokes Equations / S.E. Rogers, D. Kwak // Applied Numerical Mathematics. – 1991. – V. 8. – P. 43–64.
77. Ghia, U. High-Re Solutions for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method / U. Ghia, K.N. Ghia, S.T. Shin // J. Comput. Rhys. – 1982. – V. 48. – P. 378–411.
78. Шеремет, М.А. Сопряжённый конвективно-кондуктивный теплоперенос в замкнутом объёме с локально сосредоточенными источниками тепловыделения : диссертация кандидата физ.-мат. наук / М.А. Шеремет. – Томск, 2006 – 189 с.

79. Merrikh, A.A. Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks / A.A. Merrikh, J.L. Lage // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2005. – V. 48. – P. 1361–1372.
80. Liagat, A. Conjugate natural convection in a square enclosure containing volumetric sources / A. Liagat, A.C. Baytas // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2001. – V. 44. – P. 3273–3280.
81. Корольченко, А.Я. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: Справочник / А.Я. Корольченко. – М. : Пожнаука, 2004. – Ч. 1. – 713 с.
82. Бабичев, А.П. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабункина, А.М. Братковский. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
83. Щетинков, Е.С. Физика горения газов / Е.С. Щетинков. – М. : Наука, 1965. – 739 с.
84. Кондратьев, В.Н. Константы скорости газофазных реакций: Справочник / В.Н. Кондратьев, Е.Е. Никитин. – М. : Наука, 1971. – 351 с.
85. Кондратьев, В.Н. Кинетика и механизмы газофазных реакций / В.Н. Кондратьев, Е.Е. Никитин. – М. : Наука, 1974. – 558 с.
86. Теплообмен: Справочник / под ред. А.В. Лыкова. – М. : Энергия, 1978. – 479 с.
87. Химия горения / под ред. У. Гардинера. – М. : Мир, 1988. – 461 с.
88. Васильев, А.А. Задержка воспламенения в монотопливных смесях / А.А. Васильев // *Физика горения и взрыва*. – 2007. – Т. 43, № 3 – С. 42–46.
89. Высокоморная, О.В. Зажигание жидкого топлива сфокусированным потоком светового излучения / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // *Пожаровзрывобезопасность*. – 2010. – Т. 19, № 3. – С. 9–13.
90. Vysokomornaya, O.V. Numerical Analysis of Heat-Mass Transfer Mechanisms in Gas-Phase Ignition of Films of Liquid Condensed Substances by a Laser Beam / O.V. Vysokomornaya, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2010. – Vol. 19, № 2. – P. 85–93.
91. Высокоморная, О.В. Зажигание плёнки жидкости лазером в условиях поглощения излучения / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // *Современные техника и технологии : труды XVI Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных : в 3 т. – Томск, 2010. – Т. 3. – С. 170–171.*

92. Высокоморная, О.В. Численное решение задачи зажигания плёнки жидкого топлива сфокусированным потоком излучения / О.В. Высокоморная, П.А. Стрижак, Г.В. Кузнецов // Перспективы развития фундаментальных наук : труды VII Международной конференции аспирантов и молодых учёных. – Томск, 2010. – С. 458–460.
93. Высокоморная, О.В. Тепломассоперенос при локальном нагреве и зажигании жидкого топлива сфокусированным потоком излучения / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Известия Томского политехнического университета. – 2010. – Т. 316, № 4. – С. 29–33.
94. Высокоморная, О.В. Моделирование процессов тепломассопереноса в системе «поток сфокусированного излучения – жидкое конденсированное вещество – окислитель» / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Теплофизические основы энергетических технологий : труды Всероссийской научно-практической конференции с международным участием. – Томск, 2010. – С. 70–73.
95. Высокоморная, О.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Анализ влияния параметров системы «поток сфокусированного излучения – жидкое конденсированное вещество – окислитель» на времена задержки зажигания / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак ; НИ ТПУ. – Томск, 2010. – 19 с. – Деп. в ВИНТИ 14.07.2010, № 440.
96. Высокоморная, О.В. Численное решение плоской задачи зажигания жидкого конденсированного вещества потоком излучения / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак ; НИ ТПУ. – Томск, 2010. – 18 с. – Деп. в ВИНТИ 14.07.2010, № 439.
97. Высокоморная, О.В. Численное исследование особенностей тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества лазером / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Труды пятой Российской национальной конференции по теплообмену. – М. : ИД МЭИ, 2010. – С. 202–205.
98. Высокоморная, О.В. Математическое моделирование комплекса взаимосвязанных процессов тепломассопереноса с фазовыми переходами и химическими реакциями при зажигании жидких конденсированных веществ источниками ограниченной энергоемкости / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // XXIX Сибирский теплофизический семинар : сборник тезисов докладов Всероссийской конференции. – Новосибирск: Изд-во Ин-та теплофизики СО РАН, 2010. – С. 48–49.

99. Теория тепло- и массопереноса / под ред. А.В. Лыкова, Ю.А. Михайлова. – Л. : Госэнергоиздат, 1963. – 535 с.
100. Парахин, Н.Ф. Топливо и теория горения / Н.Ф. Парахин. – Севастополь : Вебер, 2003. – 170 с.
101. Теплотехнический справочник / под ред. В.Н. Юренева, П.Д. Лебедева. – М. : Энергия, 1975. – Т. 1. – 743 с.
102. Теплотехнический справочник / под ред. В.Н. Юренева, П.Д. Лебедева. – М. : Энергия, 1975. – Т. 2. – 896 с.