

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Стрижак Павел Александрович

**ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ЖИДКИХ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ И ПАРОГАЗОВЫХ
СМЕСЕЙ ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ**

01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-
математических наук,
профессор Кузнецов Г.В.

Томск – 2011

СОДЕРЖАНИЕ

	С.
ВВЕДЕНИЕ.....	7
ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ И ПАРОГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ.....	27
Выводы по первой главе.....	59
ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ ЖИДКИХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ. ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛЕЙ.....	63
2.1 Двумерная модель тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме параллелепипеда неограниченной длины... ..	63
2.2 Двумерная модель тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме цилиндрического диска.....	78
2.3 Двумерная модель тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме полусферы.....	82
2.4 Одномерная модель тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме параллелепипеда неограниченной длины.....	86
2.5 Пространственная модель тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме параллелепипеда.....	92
2.6 Методы решения	96

2.6.1	Решение уравнения энергии.....	97
2.6.2	Решение уравнений теплопроводности.....	99
2.6.3	Решение уравнения диффузии паров горючего.....	102
2.6.4	Решение уравнения Пуассона для функции тока.....	104
2.6.5	Постановка граничных условий для уравнения вектора вихря скорости.....	106
2.6.6	Решение уравнения вектора вихря скорости.....	108
2.6.7	Алгоритм решения.....	110
2.7	Верификация моделей.....	112
2.7.1	Алгоритм оценки достоверности результатов численного моделирования.....	112
2.7.2	Решение тестовых задач.....	116
2.7.2.1	Одномерный теплоперенос в плоской бесконечной пластине с фазовым переходом на границе.....	117
2.7.2.2	Одномерный теплоперенос в плоской бесконечной пластине с химической реакцией в материале.....	119
2.7.2.3	Двумерный теплоперенос в пластине с фазовым переходом на двух границах	121
2.7.2.4	Движение жидкости в полости с подвижной верхней крышкой.....	123
2.7.2.5	Естественная конвекция в замкнутой прямоугольной области.....	126
	Выводы по второй главе.....	130

ГЛАВА 3. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ.....132

3.1	Диффузионный перенос паров горючего в среде окислителя при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной частицей	132
3.2	Диффузионно-конвективный перенос паров горючего в среде	

окислителя при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной частицей.....	148
3.3 Формирование парового зазора между источником нагрева и жидкостью.....	160
3.4 Погружение источника ограниченной энергоемкости в жидкость.....	171
3.5 Кристаллизация материала источника нагрева при взаимодействии с жидким конденсированным веществом.....	176
3.6 Тепломассоперенос при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной разогретой частицей с учетом зависимости теплофизических характеристик взаимодействующих веществ от температуры.....	180
3.7 Тепломассоперенос при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной разогретой частицей в форме параллелепипеда с шероховатой поверхностью на границе с жидкостью.....	185
3.8 Анализ применимости упрощенных одномерных постановок для решения задач тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной нагретой частицей.....	193
Выводы по третьей главе.....	207

ГЛАВА 4. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ПЛЕНКИ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ.....

4.1 Анализ влияния формы разогретой частицы на условия тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества.....	212
4.2 Определяющая роль соотношения площадей контакта частицы с жидкостью и с парогазовой смесью при реализации условий зажигания пленки жидкого конденсированного вещества.....	223
4.3 «Совместное» влияние нескольких частиц на условия тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого	

конденсированного вещества.....	229
4.4 Тепломассоперенос в условиях смешанной конвекции в парогазовой смеси при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества.....	237
4.5 Тепломассоперенос в условиях естественной конвекции в пленке жидкого конденсированного вещества и ее выгорания при локальном нагреве.....	245
4.6 Анализ влияния радиационного теплообмена на условия тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества.....	251
Выводы по четвертой главе.....	259
ГЛАВА 5. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ СМЕСИ ПАРОВ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА С ВОЗДУХОМ НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ПРОВОЛОЧКАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ ЧАСТИЦАМИ И СФОКУСИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	262
5.1 Зажигание смеси воздуха с парами жидкого горючего вещества нагретой до высоких температур неподвижной провололкой.....	262
5.2 Зажигание одиночной частицей паров горючего, поступающих в воздух с поверхности ткани, пропитанной жидким веществом.....	275
5.3 Зажигание парогазовой смеси разогретой частицей, движущейся параллельно границе испарения жидкого вещества.....	287
5.4 Зажигание парогазовой смеси разогретой частицей, движущейся по криволинейной траектории относительно границы испарения жидкого вещества.....	297
5.5 Зажигание смеси воздуха с парами жидкого горючего вещества сфокусированным потоком излучения.....	310
Выводы по пятой главе.....	323

ГЛАВА 6. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ КАПЛИ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА МАССИВНЫМ НАГРЕТЫМ ТЕЛОМ.....	329
6.1 Физическая постановка задачи.....	329
6.2 Математическая модель и метод решения.....	332
6.3 Анализ масштабов влияния группы значимых факторов на условия теплообмена	336
6.4 Сравнение условий теплообмена при зажигании капель жидкостей массивным нагретым телом и жидких веществ локальными источниками энергии.....	346
Выводы по шестой главе.....	359
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	361
ЛИТЕРАТУРА.....	366

ВВЕДЕНИЕ

Жизнь современного общества невозможно представить без широкого (прямого или опосредованного) использования горючих (бензин, керосин, дизельное топливо, мазут) и легковоспламеняющихся (растворители, лаки, краски) жидкостей. Их производство является основным или одним из основных для целых отраслей промышленности (нефтяная, нефтехимическая, нефтеперерабатывающая, химическая, энергетика). Использование таких жидкостей включает обязательные этапы их производства, хранения, транспорта, перегрузки и распределения. Каждый из этих этапов является пожароопасным [1–4]. Правила обращения с пожароопасными жидкостями достаточно жестко регламентированы [5–9]. Но, несмотря на большую работу различных подразделений МЧС Российской Федерации (в первую очередь ВНИИПО), статистика (табл. 1–3) показывает рост числа пожаров и взрывов на производствах, связанных с использованием легковоспламеняющихся или горючих жидкостей. Так, например, за десять лет с 1999 г. по 2009 г. число пожаров и взрывов, связанных прямо и косвенно с использованием пожароопасных жидкостей, на территории Российской Федерации увеличилось почти в пятнадцать раз (табл. 1). Очевидно, такую «динамику» (если так можно выразиться) нельзя объяснить только безответственностью и несоблюдением норм пожарной безопасности части работников. К тому же, последние десятилетия характеризуются ужесточением требований со стороны органов противопожарной обороны, укреплением порядка и дисциплины на производствах. Авторы [10] считают, и с ними трудно не согласиться, что отмеченная тенденция обусловлена, в первую очередь, отсутствием общих научных основ пожаровзрывобезопасности процессов производства, хранения, транспорта, перегрузки и распределения легковоспламеняющихся и горючих жидкостей, учитывающих весь комплекс факторов, способных вызвать воспламенение пожароопасных жидких веществ, и быстро меняющиеся условия

современной жизни (например, быстрый рост числа потенциальных источников пожаров и взрывов). В частности, отсутствует общая теория зажигания жидких конденсированных веществ. Как следствие, недостаточно изучены механизмы, режимы и условия реализации таких процессов. Это приводит к существенным ошибкам при категорировании и проектировании промышленных объектов [10]. Соответствующие недоработки свойственны действующим нормативным документам.

Таблица 1. Количество аварий с различными пожаровзрывоопасными материалами [10]

Год	Порошки металлов	Горючие газы	Легковоспламеняющиеся и горючие жидкости	Горючая пыль	Контакт расплавленного металла с водой	Взрывчатые вещества, пиротехнические смеси	Химикаты
1999	1	27	31	8	5	12	8
2000	6	23	26	4	1	4	10
2001	3	13	42	4	5	5	4
2002	5	22	64	17	6	15	9
2003	4	35	91	5	3	2	29
2004	6	31	158	11	2	3	48
2005	14	69	256	11	6	3	92
2006	13	63	176	18	4	4	57
2007	32	134	351	36	6	7	109
2008	40	178	491	53	9	14	147
2009	73	213	456	56	2	36	119
Всего	197	808	2142	223	49	105	632

Из таблицы 1 видно, что легковоспламеняющиеся и горючие жидкости являются наиболее пожаровзрывоопасными по сравнению с другими материалами. В первую очередь, именно этим можно объяснить «лидерство» химической, нефтехимической, нефтеперерабатывающей отраслей промышленности в статистике по числу пожаров, взрывов и возгораний

(табл. 2). Также следует выделить химикаты, горючие газы (аммиак, ацетилен, бутан, водород, изобутан, метан, пропан и т.д.) и горючую пыль (смесь твердых веществ, находящихся в мелкодисперсном состоянии, и окислителя), для которых суммарное число пожаров и взрывов сопоставимо с количеством аварий, связанных прямо или опосредованно с возгораниями жидкостей.

Таблица 2. Количество пожаров и взрывов в различных отраслях промышленности [10]

Год	Химическая, нефтехимическая, нефтеперерабатывающая	Металлургия	Производство товаров общего потребления	Машиностроение	Деревообрабатывающая промышленность	Электростанции
1999	87	30	143	6	5	22
2000	64	13	104	0	5	8
2001	95	24	95	4	3	19
2002	468	33	112	2	6	25
2003	140	14	38	4	6	5
2004	232	29	63	14	30	13
2005	297	36	64	9	22	20
2006	348	37	128	12	18	20
2007	492	79	243	35	43	60
2008	582	98	167	51	33	57
2009	372	88	225	37	35	51

Особенно следует подчеркнуть масштабность последствий (материальный ущерб, травматизм и гибель людей) пожаровзрывоопасных ситуаций на производствах (табл. 3) с применением жидких горючих и легковоспламеняющихся веществ.

Таблица 3. Количество аварий в химической и нефтехимической отраслях промышленности, связанных с возгораниями легковоспламеняющихся и горючих жидкостей [10]

Год	Количество аварий		Количество пострадавших	
	Общее	Пожары и взрывы	Погибшие	Раненые
2003	215	140	143	364
2004	354	232	258	655
2005	558	297	444	740
2006	648	348	320	176
2007	875	492	240	416
2008	950	582	296	423
2009	798	372	289	316

Статистика [10–13] показывает, что условия для многих неконтролируемых пожароопасных возгораний на предприятиях химической, нефтехимической и нефтеперерабатывающей отраслей промышленности, в основном, реализуются следующим образом. Из-за разгерметизации трубопроводов, резервуаров и аппаратов, заполненных горючими и легковоспламеняющимися жидкостями, происходят аварии технологического оборудования, которые достаточно часто своевременно не идентифицируются. Образующиеся при этом неконтролируемые объёмы жидких горючих веществ испаряются. Пары горючего перемешиваются с окислителем в воздухе. Формируется опасная парогазовая смесь. При наличии высокотемпературного источника нагрева скорости химических реакций окисления в смеси достигают больших значений и, как следствие, происходит возгорание, пожар или взрыв [4].

Анализ причин пожаров и взрывов на предприятиях химической, нефтехимической и нефтеперерабатывающей отраслей промышленности [3–6, 10] показывает, что в связи с высокой пожароопасностью жидких горючих материалов требуется более глубокое изучение особенностей их зажигания, воспламенения и самовоспламенения. Для решения этой проблемы выполнен цикл теоретических и экспериментальных работ, по результатам которых

сформулированы общие рекомендации [5–8, 14]. Однако, не все факторы риска проанализированы. Так, например, известно, что если в технологическом процессе используются жидкие горючие вещества и существует возможность их контакта с воздухом, то опасность пожара или взрыва может возникнуть как внутри технологических аппаратов, так в помещениях и на открытых площадках [4]. Большую пожароопасность представляют аппараты, емкости и резервуары с горючими жидкостями, так как нередко в пространстве над жидким веществом образуется паровоздушная взрывоопасная смесь. К числу потенциально пожароопасных помещений также относятся малярные участки и цехи предприятий [4], где в качестве растворителей используются легковоспламеняющиеся жидкости.

В связи с интенсивно развивающимися техникой и технологиями число установленных источников зажигания жидкостей постоянно растет [4]. Однако, можно выделить такие источники энергии, при первичном рассмотрении которых трудно прогнозировать вероятность воспламенения жидкостей. К числу таких источников относятся, например, одиночные нагретые до высоких температур металлические и неметаллические частицы различной физической природы. Такие частицы нередко образуются в ходе технологических процессов на различных производствах [15–20]. В частности, на предприятиях металлургической промышленности при обработке заготовительных материалов образуются твердые и жидкие металлические частицы малых размеров, температура нагрева которых превышает несколько сотен градусов. К формированию таких частиц также могут приводить резка и сварка металлических конструкций, неконтролируемые техногенные и природные процессы (например, пожары и взрывы). На первый взгляд, эти частицы не представляют серьезной пожароопасности. Однако, довольно часто [4, 10, 15–17] источниками локальных очагов пожаров и взрывов выступают углеродистые частицы, образующиеся при горении костров, а также металлические частицы,

формирующиеся при резке, сварке, шлифовании металлов, заточке инструментов и других технологических процессах.

Также известно [4], что причинами многих пожаров являются мелкие и крупные аварии в системах электроснабжения. В таких случаях имеют место перегрев, обугливание, плавление, термическое разложение покрытий электрических проводов и, как следствие, повреждение непосредственно проводящих элементов. Последнее, в свою очередь, приводит к появлению разогретых до высоких температур участков проводников (металлических стержней или проволочек малых размеров), которые при тепловом контакте с горючими веществами нередко становятся источниками зажигания [21–26].

Кроме разогретых частиц, проволочек и стержней к локальным источникам энергии также относятся сфокусированные потоки излучения и пучки лазеров с ограниченной площадью зоны действия [27–31]. Нередко при наличии небольших кусочков стекла и ярком солнечном излучении происходит отражение лучей света и их фокусировка [32, 33]. Такие сфокусированные энергетические потоки так же, как горячие частицы и проволочки, представляют локальные (по площади зоны действия) источники энергии.

Можно обоснованно заключить, что в настоящее время существует нерешенная крупная научно-техническая проблема – обеспечение пожаровзрывобезопасности процессов производства, хранения, использования и транспорта легковоспламеняющихся и горючих жидкостей, и отсутствует теория, позволяющая осуществлять адекватное прогностическое моделирование условий возгорания пожароопасных жидкостей с учетом всего многообразия возможных источников нагрева, механизмов реализации тепломассообменных процессов при зажигании жидких конденсированных сред и факторов, определяющих условия внешних воздействий.

Актуальность проблемы зажигания жидких конденсированных веществ локальными источниками энергии (одинокими горячими металлическими и

неметаллическими частицами, накаливаемыми проволочками, стержнями и сфокусированными потоками излучения) также объясняется необходимостью разработки новых способов зажигания топлив, находящихся в жидком агрегатном состоянии, в различных энергетических установках, технических устройствах и двигателях [34–36]. Особенно следует выделить баллистические установки с электротермохимическим зажиганием метательных зарядов. Основным показателем эффективности применения этих способов является минимизация времен задержки зажигания топлив. Разработка таких способов и специальных установок возможны только при наличии соответствующей теории.

Целью работы является построение теории теплопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей источниками нагрева с ограниченным запасом энергии на базе математических моделей, впервые учитывающих совместное протекание основных процессов теплопереноса с фазовыми переходами и химическими реакциями (теплоперенос в твердой, жидкой и газовой фазах, испарение горючей жидкости с поглощением энергии, диффузионно-конвективный массоперенос паров горючего в среде окислителя, радиационный теплоотвод от источника энергии, формирование парового зазора между жидкостью и источником энергии, погружение источника в жидкость, химическая реакция окисления паров горючего в воздухе с выделением энергии, кристаллизация материала источника тепла при остывании).

Численные исследования выполнены для большой группы наиболее типичных и широко распространенных систем: «нагретая частица – жидкое горючее вещество – окислитель», «нагретая частица – пленка жидкого вещества – окислитель», «неподвижная разогретая проволочка – смесь паров жидкого вещества с окислителем», «разогретая частица – ткань, пропитанная жидким горючим веществом – окислитель», «движущаяся разогретая частица – смесь паров жидкого вещества с окислителем», «сфокусированный поток

излучения – жидкое горючее вещество – окислитель», «капля жидкости – массивное нагретое тело – окислитель».

Достижение цели диссертационной работы предполагает решение следующих задач:

1. Построение моделей тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей разогретыми до высоких температур частицами, проволочками, стержнями и сфокусированными потоками излучения.
2. Разработка алгоритмов численного моделирования и оценки достоверности полученных результатов.
3. Выделение масштабов влияния большой группы значимых факторов (температура, размеры, конфигурация поверхностей, форма и теплофизические характеристики источников энергии, процессы кристаллизации материала источника при остывании, смешанной конвекции паров горючего и окислителя, неидеальный контакт на границе «частица – жидкость» (наличие парового зазора между частицей и жидкостью, частичное или полное погружение источника тепла в жидкое горючее вещество), соотношение площадей контакта источника с жидкостью и парогазовой смесью, «совместное» влияние нескольких локальных источников нагрева, параметры внешней среды (температура, влажность и скорость воздуха)) на характеристики процессов тепломассопереноса.
4. Определение режимов зажигания жидкостей при локальном нагреве, а также установление предельных условий, при которых энергии источника недостаточно для зажигания.

Научная новизна работы.

1. Предложен новый подход к теоретическому анализу закономерностей тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей источниками ограниченной энергоемкости, отличающийся от известных учетом полного комплекса взаимосвязанных

процессов тепломассопереноса, фазовых превращений, химического реагирования, гидродинамических процессов, применением новых алгоритмов численного моделирования и оценки достоверности полученных результатов.

2. Впервые поставлена и решена группа задач тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей в условиях локального подвода энергии с учетом основных процессов тепломассопереноса, фазовых переходов и химического реагирования в малой окрестности остывающего источника ограниченной энергоемкости. Сформулированы системы нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями. При постановке задач впервые учтено совместное протекание большой группы процессов: нагрев и испарение жидкости с поглощением тепла, диффузионно-конвективный перенос паров горючего в среде окислителя, остывание и кристаллизация материала источника энергии с выделением тепла, радиационный теплоотвод от источника, формирование парового зазора между источником и жидкостью, погружение источника в жидкое вещество. Решенные задачи тепломассопереноса не имеют аналогов по постановке, алгоритмам и методам решения, а также полученным результатам.
3. Разработанные математические модели позволили впервые установить роль диффузионного и конвективного механизмов массопереноса, фазовых переходов (испарение жидкого вещества, кристаллизация материала источника нагрева) при химических превращениях, а также выделить несколько режимов зажигания жидкостей при локальном нагреве, отличающихся диапазонами времен задержки зажигания, положением зоны локализации ведущей химической реакции и закономерностями прогрева жидкого вещества.

4. Установлены масштабы влияния большой группы значимых факторов (начальная температура, размеры, форма, конфигурация поверхности и теплофизические характеристики источников энергии, теплофизические и термохимические характеристики жидких горючих веществ, процесс кристаллизации материала источника нагрева, наличие парового зазора между источником тепла и жидкостью, положение источника (на поверхности жидкости, частичное или полное погружение в вещество), «совместное» действие нескольких источников нагрева) на условия протекания процессов тепломассопереноса при локальном подводе энергии к жидкому веществу.
5. Группа разработанных математических моделей также может быть использована при решении новых задач механики, тепломассопереноса, гидродинамики и химической физики, возникающих при анализе закономерностей взаимодействия веществ, находящихся в различных агрегатных состояниях, с локальными источниками ограниченной энергоемкости.

Практическая значимость.

1. Разработанные модели и алгоритмы решения задач тепломассопереноса могут быть использованы для оценки пожарной опасности процессов взаимодействия типичных горючих и легковоспламеняющихся жидкостей с источниками нагрева малых размеров различной физической природы. Результаты выполненных исследований создают объективные предпосылки для прогнозирования условий возникновения локальных очагов пожаров.
2. Получены аппроксимационные выражения, связывающие времена задержки зажигания больших массивов и тонких пленок жидких конденсированных веществ, а также смесей их паров и окислителя с параметрами локальных источников энергии (температура, размеры, конфигурация). Применение этих выражений позволяет оценить

возможность реализации условий зажигания при различных определяющих параметрах исследуемых процессов.

3. Установленные особенности процессов тепломассопереноса, фазовых переходов и химического реагирования служат дополнительной основой для построения и апробации моделей тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ, а также могут быть использованы при проведении испытаний горючести и пожарной опасности различных технических систем.
4. Выявленные закономерности (влияние фазовых переходов на условия зажигания, изменение положения зоны интенсивного химического реагирования в зависимости от условий взаимодействия источника нагрева и горючего вещества, зависимости времени задержки зажигания от температуры источника и условий теплообмена, влияние конфигурации источника нагрева на условия зажигания и т.д.) позволяют определить оптимальные условия для эффективного применения исследуемых процессов в специализированных установках и аппаратах.
5. Получены 6 свидетельств о государственной регистрации программ для ЭВМ и патент на изобретение способа быстрого определения качества жидких нефтепродуктов по временам задержки их зажигания (№ 2381492).

Связь работы с научными программами.

Диссертационная работа выполнена в рамках научно-технической программы «Теплофизика и теплоэнергетика» по направлению научной деятельности Национального исследовательского Томского политехнического университета «Разработка методов и средств повышения надежности и эффективности эксплуатации энергетических объектов». Результаты выполненных исследований используются в Национальном исследовательском Томском политехническом университете при подготовке магистров техники и технологии по направлениям «Теплоэнергетика» и «Машиностроение», а также кандидатов наук по специальностям «01.02.05 –

Механика жидкости, газа и плазмы», «01.04.07 – Физика конденсированного состояния», «01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника», «01.04.17 – Химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества», «05.13.18 – Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ».

Тема диссертации соответствует приоритетным направлениям развития науки в Российской Федерации: «Энергетика и энергосбережение», «Безопасность и противодействие терроризму», «Перспективные вооружения, военная и специальная техника», «Транспортные, авиационные и космические системы».

Исследования проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-08-00366-а), гранта Президента Российской Федерации (МК-330.2010.8) и федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 г. (госконтракты № П2225, № П357).

Достоверность полученных результатов.

Оценка достоверности полученных при численном моделировании результатов проводилась сравнением с известными экспериментальными данными и проверкой консервативности используемых разностных схем. Тестирование использованных численных методов и разработанных алгоритмов решения систем нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных выполнено на примере менее сложных задач теплопроводности, гидродинамики и конвективного теплопереноса.

Автором представляются к защите:

1. Новый подход к теоретическому анализу теплопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей локальными источниками энергии, отличающийся от известных учетом полного комплекса взаимосвязанных процессов теплопереноса, фазовых превращений, химического реагирования, гидродинамических

процессов, применением новых алгоритмов численного моделирования и оценки достоверности полученных результатов.

2. Математическая модель тепломассопереноса с фазовыми переходами (испарение жидкости, кристаллизация материала источника нагрева) и химическим реагированием (окисление паров жидкости) при зажигании жидкого конденсированного вещества типичным источником ограниченной энергоемкости – разогретой частицей малых размеров.
3. Физические закономерности диффузионно-конвективного массопереноса паров жидкого вещества в среде окислителя, теплопереноса в горючей жидкости при ее испарении, а также в источнике нагрева малых размеров при его кристаллизации и погружении в конденсированное вещество (влияние фазовых переходов на условия зажигания, изменение положения зоны интенсивного химического реагирования в зависимости от условий взаимодействия источника нагрева и горючего вещества, условия теплообмена между локальным источником нагрева, жидким веществом и формирующейся парогазовой смесью и т.д.).
4. Количественные оценки масштабов влияния большой группы значимых факторов (энергетический запас, форма и теплофизические характеристики источника, теплофизические и термохимические характеристики жидкого горючего вещества) и процессов (кристаллизация материала источника энергии, погружение источника и формирование парового зазора между ним и жидкостью, «совместное» действие нескольких источников, смешанная конвекция паров вещества и окислителя) на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания жидкого вещества.
5. Результаты теоретических исследований тепломассопереноса при зажигании смеси паров жидкого вещества и окислителя в условиях перемещения в ней источника с конечным запасом энергии, сопровождающегося изменением положения зоны локализации ведущей химической реакции.

6. Результаты численного анализа процессов тепломассопереноса при зажигании капель жидких веществ массивным нагретым телом на основе созданных математических моделей, впервые учитывающих деформацию и растекание капель по горячей поверхности в условиях фазового перехода и химического реагирования.

Личный вклад автора состоит в выборе научного направления исследований, постановке новых задач тепломассопереноса при газофазном зажигании типичных жидких горючих конденсированных веществ и парогазовых смесей локальными источниками нагрева (нагретыми до высоких температур неметаллическими и металлическими частицами, проволочками, сфокусированными потоками излучения), выборе методов и разработке алгоритмов решения задач, проведении теоретических исследований влияния большой группы значимых факторов на характеристики процессов тепломассопереноса, сопоставлении полученных результатов с известными экспериментальными данными, обобщении теоретических следствий, формулировке основных положений и выводов диссертационной работы.

Апробация работы.

Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на XIII Всероссийской научно-технической конференции «Энергетика: экология, надёжность, безопасность» (г. Томск, 2007 г.), IX международной конференции «Средства и системы автоматизации» (г. Томск, 2007 г.), XIV международной научно-практической конференции «Современные техника и технологии» (г. Томск, 2008 г.), V международной конференции «Перспективы развития фундаментальных наук» (г. Томск, 2008 г.), XIV симпозиуме по горению и взрыву (г. Черноголовка, 2008 г.), VI Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» (г. Томск, 2008 г.), XIV Всероссийской научно-технической конференции «Энергетика: экология, надёжность, безопасность» (г. Томск, 2008 г.), XV международной научно-практической

конференции «Современные техника и технологии» (г. Томск, 2009 г.), VI международной конференции «Перспективы развития фундаментальных наук» (г. Томск, 2009 г.), международной научно-технической конференции «Безопасность. Технологии. Управление» (г. Тольятти, 2009 г.), региональной научно-практической конференции «Теплофизические основы энергетических технологий» (г. Томск, 2009 г.), международной научно-практической конференции «Химическая и радиационная физика» (г. Москва, 2009 г.), Всероссийской конференции «Современная баллистика и смежные вопросы механики» (г. Томск, 2009 г.), V Российской национальной конференции по теплообмену (г. Москва, 2010 г.), VII международной конференции «Перспективы развития фундаментальных наук» (г. Томск, 2010 г.), международной конференции «Передовые технические системы и технологии» (г. Севастополь, 2010 г.), XVI международной научно-практической конференции «Современные техника и технологии» (г. Томск, 2010 г.), II конференции по фильтрационному горению (г. Черноголовка, 2010 г.), Всероссийской конференции «XXIX Сибирский теплофизический семинар» (г. Новосибирск, 2010 г.), XVI Всероссийской научно-технической конференции «Энергетика: экология, надёжность, безопасность» (г. Томск, 2010 г.), XI Всероссийской конференции «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (г. Новосибирск, 2010 г.).

Публикации.

Основные результаты диссертации представлены в трудах перечисленных конференций, симпозиумов и коллоквиумов, монографии «Зажигание конденсированных веществ при локальном нагреве», а также в журналах (40 статей), рекомендованных ВАК для публикации основных научных результатов диссертации на соискание ученой степени доктора наук: «International journal of heat and mass transfer», «Journal of engineering thermophysics», «Химическая физика» («Russian journal of physical chemistry В»), «Физика горения и взрыва» («Combustion, explosion, and shock waves»), «Инженерно-физический журнал» («Journal of engineering physics and

thermophysics)), «Тепловые процессы в технике», «Известия высших учебных заведений. Физика», «Известия Самарского научного центра РАН», «Известия Томского политехнического университета», «Энергобезопасность и энергосбережение», «Пожаровзрывобезопасность», «Пожарная безопасность», «Безопасность труда в промышленности», «Безопасность жизнедеятельности». Получено шесть свидетельств о государственной регистрации программ для ЭВМ и один патент на изобретение.

Структура и объём работы.

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и списка литературы. Работа содержит 393 страницы, 99 рисунков, 56 таблиц. Список литературы включает 258 наименований.

Краткое описание работы.

Первая глава отражает современное состояние теоретических и экспериментальных исследований процессов тепломассопереноса при зажигании конденсированных веществ и парогазовых смесей источниками нагрева различной физической природы с ограниченным теплосодержанием. В ней рассмотрены результаты немногочисленных работ по зажиганию капель жидких топлив массивными горячими поверхностями, проволочками, металлическими стержнями и шарами, диффузионному горению жидкостей и газовых смесей. Описаны положения общей теории газофазного зажигания твердых конденсированных веществ, которые используются в качестве основы для построения моделей тепломассопереноса при зажигании жидких горючих веществ в условиях локального подвода энергии. Рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных исследований особенностей теплопереноса при зажигании твердых конденсированных веществ типичными локальными источниками энергии малых размеров – одиночными разогретыми до высоких температур частицами и дисперсным потоком частиц. Описаны известная методика экспериментального исследования и установленные закономерности процессов зажигания широко распространенных жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо, мазут) разогретыми металлическими частицами. Определены неизученные

факторы, процессы, режимы и условия, а также причины, по которым их экспериментальное исследование затруднено.

Проанализированные в главе работы позволяют оценить сложность исследуемого комплекса процессов тепломассопереноса с фазовыми переходами и химическим реагированием при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей источниками ограниченной энергоемкости, а также сделать вывод о его недостаточной изученности.

Во второй главе приведены разработанные общие математические модели тепломассопереноса при зажигании больших массивов и тонких пленок жидких конденсированных веществ типичными локальными источниками энергии – одиночными разогретыми до высоких температур частицами в форме параллелепипеда, цилиндрического диска и полусферы. Описаны разработанные алгоритмы сопряжения декартовой, цилиндрической и сферической координатных сеток. Приведены одномерные, плоские и пространственные постановки задач тепломассопереноса при зажигании больших массивов и тонких пленок жидких конденсированных веществ в условиях локального нагрева. На примере наиболее общей модели, включающей систему нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных в декартовой системе координат, описаны разработанный алгоритм и использованные методы численного решения рассмотренных в диссертации задач тепломассопереноса.

Выполнена верификация созданных моделей тепломассопереноса на базе разработанного алгоритма проверки консервативности применяемых разностных схем.

Для тестирования созданного алгоритма решения задач тепломассопереноса и примененных численных методов решены одномерные и двумерные нелинейные нестационарные задачи теплопроводности с учетом фазовых переходов и выделения энергии при химическом реагировании. Также решены задачи гидродинамики и конвективного тепломассообмена, в которых рассматривались процессы

течения жидкости в полости с подвижной крышкой и тепловая конвекция в замкнутой плоской области соответственно.

Третья глава содержит результаты численных исследований процессов тепломассопереноса, в частности, зависимости времен задержки зажигания типичных жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо, мазут) от размеров, начальной температуры и теплофизических характеристик материала источников зажигания – разогретых частиц, теплофизических и термохимических свойств жидкостей. Показаны установленные масштабы влияния процесса кристаллизации материала источника нагрева, зависимостей теплофизических характеристик частицы, жидкого топлива, его паров и воздуха от температуры, парового зазора между частицей и жидкостью, процесса погружения источника энергии в жидкость, шероховатости поверхности разогретой частицы на времена задержки зажигания жидких топлив. Выполнен анализ применимости разработанных упрощенных одномерных постановок для решения задач тепломассопереноса при зажигании жидких горючих веществ типичным локальным источником нагрева – одиночной разогретой частицей.

В четвертой главе приведены результаты выполненных теоретических исследований процессов тепломассопереноса при зажигании тонких пленок жидких горючих веществ разогретыми частицами. Проанализированы установленные масштабы влияния конфигурации частиц на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания. Исследовано влияние отношения площади контакта частицы с жидкостью и с парогазовой смесью на инерционность процессов нагрева и испарения. Проанализированы процессы тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества несколькими разогретыми частицами. Также выполнена оценка масштабов влияния смешанной конвекции в парогазовой смеси, естественной конвекции в жидкости, выгорания приповерхностного слоя вещества и радиационного теплоотвода от частицы на условия тепломассопереноса при зажигании пленки горючей жидкости.

Пятая глава содержит результаты численных исследований закономерностей тепломассопереноса при зажигании смесей паров типичных жидких горючих веществ с воздухом нагретыми до высоких температур неподвижными проволочками, движущимися частицами и сфокусированным потоком излучения. В качестве наиболее общей рассмотрена модель тепломассопереноса, которая предполагает отсутствие непосредственного контакта между разогретой проволочкой и жидким веществом. Проанализированы установленные зависимости времени задержки зажигания парогазовой смеси от влажности и температуры среды окислителя – воздуха, расстояния между неподвижной проволочкой и поверхностью жидкости, начальной температуры, размеров и теплофизических характеристик материала источника зажигания.

Описан широко распространенный на практике механизм зажигания разогретой частицей паров горючего, поступающих в воздух с поверхности пропитанной горючей жидкостью ткани. Исследовано влияние на время задержки зажигания парогазовой смеси большой группы значимых факторов, в частности, начальной температуры частицы, объёмной доли горючей жидкости в пропитанной ей ткани, теплофизических характеристик жидкого конденсированного вещества и материала ткани.

Приведены результаты выполненных исследований закономерностей тепломассопереноса при зажигании смесей паров жидких горючих веществ с воздухом движущимися по различным траекториям одиночными разогретыми металлическими частицами. Установлены и проанализированы масштабы влияния на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания таких факторов, как энергетический запас частиц, траектория и скорость движения источника нагрева, расстояние между источником энергии и жидкостью, температура и влажность воздуха.

Также приведена общая модель тепломассопереноса при зажигании смеси паров типичных жидких конденсированных веществ сфокусированным потоком излучения. Выполнен анализ масштабов влияния энергетического запаса источника нагрева, площади поверхности излучения,

процессов поглощения энергии в газовой и жидкой фазах на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания.

В шестой главе приведены результаты численного анализа процессов тепломассопереноса при зажигании капель жидкостей в условиях их растекания по поверхностям массивных нагретых тел. Выполнено сравнение характеристик зажигания капель, больших массивов и тонких пленок жидких конденсированных веществ. Описана разработанная методика определения кинетических параметров зажигания жидких горючих веществ источниками нагрева с ограниченным запасом энергии. Проанализирован предложенный способ быстрого определения качества жидких углеводородных топлив.

В заключении подведены основные итоги выполненных теоретических исследований.

ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ И ПАРОГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ

На сегодняшний день известно большое количество источников зажигания веществ, находящихся в различных агрегатных состояниях. Однако, еще больше имеется потенциальных источников зажигания, которые слабо изучены [4]. Это, с одной стороны, связано с широким многообразием механизмов и режимов зажигания различных веществ. С другой стороны, анализируя современное состояние науки о горении, можно сделать вывод о том, что процессам воспламенения, самовоспламенения и зажигания веществ нетрадиционными источниками, как отдельным стадиям процессов горения, уделяется значительно меньше внимания, чем стадиям стационарного горения. Также достаточно слабо исследуются возможные процессы образования локальных очагов возгораний.

С развитием науки о горении сформировалось несколько направлений исследований. Среди них доминирующими являются изучение процессов горения твердых конденсированных веществ [35–44], капель, струй, пленок горючих и легковоспламеняющихся жидкостей [1, 2, 45–51], частиц металлов [52–54], турбулентных газовых потоков [55–64], слоевых топлив [65–67], а также гетерогенных конденсированных систем [68–70]. Отдельно процессы воспламенения и зажигания глубоко исследуются довольно редко. Особенно следует отметить процессы зажигания и горения жидких конденсированных веществ [4].

На ранних стадиях изучения процессов зажигания веществ, находящихся в различных агрегатных состояниях, основное внимание уделялось их преобразованию в результате химических реакций [48]. С расширением областей применения процессов зажигания, воспламенения,

самовоспламенения и горения различных систем исследования стали носить больше «физический», чем «химический» характер. Вероятно, это связано с тем, что масштабы изменения характеристик зажигания и последующего горения в значительной степени определяются более длительными процессами тепломассопереноса, а не высокоскоростными химическими реакциями окисления [71–73].

Большую известность получила общая теория зажигания конденсированных веществ [74]. Основные положения этой теории сформулированы на базе многочисленных результатов теоретических и экспериментальных исследований Я.Х. Вант-Гоффа, Н.Н. Семенова, Я.Б. Зельдовича, А.А. Ковальского, Д.А. Франк-Каменецкого, О.М. Тодеса, К.К. Андреева, Ю.Б. Харитона, А.Ф. Беляева, П.Ф. Похила, О.И. Лейпунского, Ф.И. Дубовицкого, Л.Д. Ландау, В.Н. Виллюнова, В.В. Барзыкина, А.Э. Аверсона, А.Г. Мержанова, У.И. Гольдшлегера, Г.Б. Манелиса, В.Е. Зарко, В.Т. Кузнецова, В.А. Архипова, Г.В. Кузнецова, Ю.А. Гостинцева, Б.В. Новожилова, Р.С. Буркиной и других. Опираясь на положения разработанной теории [74], исследованы процессы тепломассопереноса в различных конденсированных системах. Рассмотрены методы определения основных характеристик зажигания – времен задержки зажигания. Выделены модели тепломассопереноса по месту локализации ведущей экзотермической реакции (твёрдофазные, газофазные, гетерогенные). Сформулированы критерии зажигания: 1. Критерий Я.Б. Зельдовича по времени установления нулевого градиента температуры на границе «вещество – источник нагрева»; 2. Критерий Д.А. Франк-Каменецкого по резкому росту температуры в зоне химической реакции и скорости выгорания вещества; 3. Критерий А.А. Ковальского по условию установления равенства теплоприхода в результате протекания химической реакции и теплоотвода. Однако, как показывает анализ возможных условий подвода энергии к конденсированному веществу, перечисленные критерии не охватывают в полной мере все возможные механизмы зажигания, в частности, процессы инициирования реакций

окисления паров жидких горючих веществ источниками ограниченной энергоемкости. В таких процессах определяющую роль играют факторы остывания источника энергии, фазовые переходы и гидродинамические явления, которые не учитываются в известных критериях зажигания [74].

Наибольший интерес с точки зрения применения положений современной теории зажигания твердых конденсированных веществ [74] при построении математических моделей теплопереноса для жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей представляет модель теплопереноса при газофазном зажигании смесевого топлива в атмосфере и инертной среде. Постановка этой задачи базируется на следующих предположениях [74]:

1. Конденсированная фаза смесевого топлива является источником газообразных продуктов окислителя и горючего, образующихся в результате пиролиза, и стоком тепла. Возможные экзотермические реакции в объеме конденсированной фазы не учитываются.
2. Состав поджигающей среды, находящейся при фиксированном давлении, включает только окислитель или инертный газ, или смесь окислителя и инертного газа.
3. Зажигание происходит в газовой фазе в результате тепловыделения от реакции паров горючего с кислородом.

Сформулирована система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных и предложен аналитический метод нахождения характеристик зажигания [74]. Математическая постановка включает уравнения диффузии паров горючего и окислителя, уравнения теплопроводности в твердой и газовой фазе. Показано, что в рамках рассматриваемого подхода возможно дальнейшее фундаментальное изучение процессов зажигания в газовой фазе не только твердых, но и жидких конденсированных веществ. Однако, предложенный подход не позволяет выделить возможные режимы и предельные условия зажигания, а также определить положение зоны ведущей химической

реакции окисления относительно поверхности смесевое топлива. Это обусловлено, в первую очередь, применением упрощенной одномерной постановки [74].

Сформулированная математическая модель [74] позволяет получить легко обозримые результаты, допускающие корректное сравнение теории с экспериментом и ясную физическую интерпретацию. Примененный аналитический метод решения задачи [74] можно использовать в качестве основы при разработке математического аппарата для анализа комплекса взаимосвязанных физико–химических процессов, имеющих место при зажигании больших массивов и тонких пленок жидких горючих веществ горячим телом, в частности, локальным источником нагрева с ограниченным запасом энергии. Однако, очевидно, что для таких процессов нужны двумерные и пространственные модели тепломассопереноса. При контакте жидкостей с локальными источниками нагрева определяющую роль играют процессы прогрева и испарения жидкости, остывания источника энергии, а также условия взаимодействия жидкого вещества и источника. В рамках одномерных постановок задач тепломассопереноса практически невозможно установить закономерности формирования зоны ведущей химической реакции окисления при зажигании жидкого вещества в условиях фазового перехода и локального подвода энергии.

Следует отметить, что именно применение многих положений строгой теории [74] позволило выполнить цикл теоретических и экспериментальных исследований макроскопических закономерностей тепломассопереноса при зажигании большой группы широко распространенных веществ нагретой поверхностью [75–91]. Сформулированы аналитические выражения, связывающие времена задержки зажигания конденсированных веществ τ_3 с температурой массивного источника нагрева и кинетическими параметрами (E и k_0) химической реакции окисления. Однако, в известных аналитических формулах для τ_3 [74] не учтены условия теплового контакта воспламеняемого вещества с источником нагрева. Это особенно важно при ограниченном

теплосодержании источника нагрева и, как следствие, локальном подводе энергии к конденсированному веществу.

Среди многочисленных работ по изучению закономерностей зажигания конденсированных веществ нагретой поверхностью можно выделить результаты теоретических и экспериментальных исследований для нагретых тел с ограниченным запасом энергии [80–91]. Так, например, в [80–84] приведены результаты экспериментальных исследований процессов зажигания твердых конденсированных веществ (нитроклетчатка и поливинилнитрат) дисперсным потоком разогретых до высоких температур металлических частиц. Установлены зависимости времен задержки зажигания веществ от диаметра и концентрации металлических частиц в потоке. Показано, что увеличение концентрации и уменьшение диаметра частиц приводит к существенному уменьшению времени задержки зажигания. При этом впервые установлен механизм зажигания конденсированного вещества дисперсным потоком. Выявлено, что определяющую роль играет состояние поверхности воспламеняемого вещества. Если поверхность твердая, то кроме общих факторов интенсификации теплообмена имеет место передача тепла при упругих столкновениях частиц с поверхностью. Если поверхность вещества размягчена, то для понимания механизма передачи тепла необходимо учитывать фактор внедрения частиц в поверхностный слой вещества. При этом показано, что в зависимости от соотношения между температурой размягчения и температурой зажигания могут реализовываться три режима зажигания, отличающиеся диапазонами изменения τ_3 и предельными значениями температур источника, при которых реализуются условия зажигания. Кроме возможных режимов с изменением механизмов зажигания установлены зависимости эффективного коэффициента теплообмена [80, 81] на поверхности контакта дисперсного потока и воспламеняемого образца от температуры источника энергии. Сформулированы соответствующие аналитические выражения для τ_3 .

Анализ [82–84] показывает, что процесс зажигания твердого конденсированного вещества дисперсным потоком частиц можно моделировать как кондуктивный нагрев вещества накаливаемой пластиной конечной толщины с конвективным потоком на внешней поверхности пластины. При этом установлено, что интенсивность прогрева образца определяется интенсивностью теплообмена конденсированного вещества с одиночными частицами в дисперсном потоке. Очевидно, что при увеличении размеров этих частиц процесс зажигания дисперсным потоком может быть проанализирован в рамках системы «одиночная разогретая частица – конденсированное вещество» [85–90]. Однако, условия, при которых возможно применение более простых моделей для одиночных частиц при анализе закономерностей зажигания веществ дисперсным потоком [80–84], не описаны. Аналогичные факторы остаются неизученными для систем «дисперсный поток – жидкое конденсированное вещество – окислитель» и «дисперсный поток – парогазовая смесь».

Для анализа применимости моделей с локальными источниками энергии – одиночными разогретыми до высоких температур частицами малых размеров для исследования процессов зажигания твердых конденсированных веществ выполнен цикл преимущественно теоретических работ [85–90]. Создана группа моделей [85–89] теплопереноса с последующим зажиганием для систем «одиночная нагретая до высоких температур частица – твердое конденсированное вещество».

Наиболее типичная модель теплопереноса при зажигании твердого конденсированного вещества одиночной разогретой частицей малых размеров представлена в [87]. Предполагалось, что одиночная частица заданных размеров с температурой, равной температуре внешнего газового потока, выпадает на поверхность пластины с начальной температурой, существенно меньшей температуры газового потока. В пластине выделялся цилиндр, характерная высота которого и радиус много больше соответственно высоты и радиуса частицы. Размеры выделяемой в

веществе области уточнялись в процессе вычислений с целью сокращения объема вычислений за счет уменьшения размеров выделяемого цилиндра как по продольной, так и по радиальной координатам. Следует отметить, что уменьшение размеров области решения в веществе осуществлялось за счет сокращения числа избыточных узлов, в которых температура была равна начальной до момента зажигания. Считалось, что параметры внешнего газового потока известны и постоянны на всех границах частицы и вещества. Теплообмен между внешней высокотемпературной средой и частицей, средой и веществом осуществляется за счет механизмов конвекции и излучения.

Для наиболее общей постановки [87] принимались следующие допущения:

1. Форма падающей разогретой частицы после осаждения на поверхность твердого конденсированного вещества не изменяется.
2. Теплообмен между частицей и веществом осуществляется в условиях идеального контакта.
3. Прилегающий к поверхности слой вещества находится в недеформированном состоянии.
4. Не учитываются возможные процессы выгорания вещества.
5. Условия теплообмена на всей поверхности частицы и поверхности вещества, остающейся открытой, принимаются адекватными.
6. Теплофизические свойства материала частицы и вещества не зависят от температуры.
7. Рассматривается твердофазная модель зажигания.

Для оценки адекватности общей модели [87] выполнено сравнение результатов теоретических исследований с данными экспериментов [80–84]. Сделан вывод об удовлетворительном совпадении результатов теоретических [87] и экспериментальных [80–84] исследований.

На базе разработанной модели тепломассопереноса [87] установлены масштабы влияния теплосодержания локального источника энергии –

одионочной разогретой до высоких температур частицы на условия зажигания типичных твердых конденсированных веществ (порох, древесина). Варьировались температура и размеры частицы. На основании анализа и обобщения полученных результатов [87] выделены три характерных режима зажигания твердых конденсированных веществ одионочной нагретой до высоких температур частицей. Каждый из этих режимов соответствует своему диапазону изменения начальных температур локального источника энергии. При этом следует отметить особенность такого выделения режимов. Границы раздела диапазонов зависят от теплофизических характеристик и кинетических параметров взаимодействующих веществ, температуры и размеров источника зажигания [87]:

1. Первый режим. Диапазон относительно низких температур источника нагрева ($T_{\text{ч}} < 750$ К). Режим характеризуется практически адекватными временами задержки зажигания как частицей, так и газовым потоком без частиц. В этом режиме параметры локальных источников нагрева практически не влияют на закономерности зажигания твердого конденсированного вещества.
2. Второй режим. Диапазон относительно высоких температур $T_{\text{ч}} > 850$ К. Для этих диапазонов изменения $T_{\text{ч}}$ вычисленные значения t_3 незначительно отличаются от величин t_3 , полученных при граничных условиях первого рода на поверхности нагрева.
3. Третий режим. Достаточно узкий диапазон изменения $T_{\text{ч}}$. Только при реализации этого режима двумерный характер теплопереноса в системе «частица – конденсированное вещество» играет существенную роль.

Для исследования масштабов влияния формы частицы на характеристики зажигания твердых конденсированных решены задачи зажигания пороха углеродистой частицей в форме цилиндрического диска и полусферы [89]. Показано, что при адекватных условиях контакта источника зажигания с поверхностью конденсированного вещества форма разогретой частицы несущественно влияет на инерционность зажигания. Это

обусловлено, в первую очередь, незначительными отличиями площадей контакта источников нагрева разной конфигурации с поверхностью твердого вещества. В тоже время при понижении начальной температуры частицы масштабы влияния формы источника нагрева несколько увеличиваются. Очевидно, что для жидких конденсированных веществ этот фактор должен оказывать более масштабное влияние на условия контакта локального источника энергии и поверхности воспламеняемого вещества. Однако, результаты исследований таких закономерностей не опубликованы.

В [89] описаны предельные условия теплового взаимодействия разогретой металлической частицы с твердым конденсированным веществом при погружении источника в размягченный приповерхностный слой вещества и наличии промежуточного слоя в виде окисной пленки. Показано, что увеличение глубины внедрения одиночной частицы в слой размягченного конденсированного вещества приводит к повышению времени задержки зажигания при прочих неизменных параметрах. Следует отметить, что предельные значения, при которых еще возможно воспламенение, с ростом глубины погружения также увеличиваются. Это объясняется тем, что чем больше углубление частицы в вещество, тем больше площадь поверхности, с которой осуществляется теплоотвод от частицы в размягченный слой и уменьшается величина плотности теплового потока в зону зажигания. Соответственно, частица остывает более интенсивно, ее теплосодержание уменьшается и, как следствие, снижается вероятность воспламенения. При зажигании жидких конденсированных веществ гидродинамические процессы погружения источников нагрева усложняются совместным протеканием фазовых переходов и формированием парового зазора вблизи границы «жидкость – источник энергии». Масштабы влияния этих факторов на условия зажигания остаются неизученными.

При анализе влияния окисной пленки на условия теплопереноса установлено [89], что наличие пленки окисла алюминия, толщина которой составляет от 5 % до 90 % высоты частицы, приводит к некоторому

снижению начальной температуры частицы, необходимой для воспламенения вещества. Для относительно высоких начальных температур ($T_{\text{ч}} > 675$ К) частицы с окислом время задержки зажигания снижается с уменьшением толщины слоя окисла частицы.

При этом отмечено [89], что идентичные времена задержки зажигания соответствуют частицам с существенно разной толщиной окисной пленки и начальными температурами, отличающимися на $25 \div 60$ К. С ростом размеров частиц разность температур, соответствующая одинаковому времени задержки при разных долях окисной пленки, уменьшается. Поэтому, обоснованно сделан вывод [89] о том, что при анализе процесса зажигания твердого конденсированного вещества частицами металлов наличие окисной пленки в любом положении можно не учитывать. Для жидких конденсированных веществ такие выводы трудно сделать без проведения соответствующих исследований, так как вблизи границы контакта частицы с жидкостью доминирующую роль играет фазовый переход (испарение) и наличие различных неоднородностей может существенно влиять на интенсивность процессов тепломассопереноса с физико-химическими превращениями.

Следует также отметить результаты теоретических исследований процессов тепломассопереноса при зажигании твердых конденсированных веществ деформирующейся одиночной разогретой частицей [89]. Выделены четыре характерных диапазона изменения начальной температуры частицы, соответствующие различным механизмам зажигания твердых конденсированных веществ [89]:

1. Температура частицы ниже температуры плавления металла. Частица находится в твердом состоянии и с ростом температуры источника уменьшается время задержки зажигания.
2. Относительно узкий по величине диапазон, в котором температура источника больше температуры плавления. Процесс зажигания твердых веществ реализуется в условиях растекания частицы по поверхности. При

этом, в связи с достаточно большими скоростями растекания, увеличение значений температуры источника приводит к росту времени задержки зажигания.

3. Температура частицы настолько велика, что она при растекании до кристаллизации не успевает прогреть вещество на глубину, достаточную для воспламенения.
4. При очень больших значениях температуры источника теплосодержание частицы становится достаточным для достижения условий зажигания при большой скорости растекания. Для таких процессов характерны малые значения времен задержки зажигания. В этом режиме очень высоких температур даже малой толщины частицы достаточно, чтобы она выполнила роль локального источника зажигания.

Впоследствии модели [85–89] были развиты Р.С. Буркиной и Е.А. Миковой. Так, например, в [90] предложены постановки, учитывающие выгорание твердого конденсированного реакционноспособного вещества при зажигании типичными источниками энергии (лучистый поток, массивная горячая поверхность, поток горячих газов, источник с ограниченным запасом энергии – одиночная разогретая частица). При иницировании зажигания твердого конденсированного вещества частицей высокой температуры определены четыре режима прогрева и зажигания, реализация которых зависит от запаса тепла в частице и выгорания вещества. Эти режимы хорошо согласуются с ранее установленными режимами [87] для условий иницирования химических реакций окисления в системах «одиночная разогретая частица – твердое конденсированное вещество» без учета фактора выгорания приповерхностного слоя вещества. Кроме того, в [90] проанализирован характер изменения режимов устойчивого и неустойчивого зажигания с несколькими вспышками в зависимости от температурного напора частицы. Установлено, что фазовый переход в горячей частице вблизи критических условий влияет на прогрев и зажигание вещества, приводя к его неустойчивости. При этом критический запас тепла в частице

уменьшается, а время устойчивого зажигания существенно возрастает. Полученные результаты [90] хорошо согласуются с данными теоретических исследований [85–89].

В [91] приведены результаты экспериментальных исследований процессов зажигания твердых модельных топливных композиций типичными источниками ограниченной энергоемкости – одиночными разогретыми до высоких температур металлическими частицами малых размеров. Получены зависимости времени задержки зажигания трех модельных составов (неметаллизированное топливо, металлизированное с включением порошка АСД-4 и топливо на основе ультрадисперсного порошка алюминия, полученного путем перекристаллизации в плазменной струе) от начальной температуры частицы. Установленные зависимости хорошо согласуются с результатами теоретических исследований [85–90].

Экспериментально доказано [91], что введение частиц алюминия в структуру конденсированного вещества приводит к заметному увеличению времени задержки зажигания (20÷25%). Это обусловлено увеличением эффективного коэффициента теплопроводности композиции при прочих адекватных условиях. Соответственно, металлизированная композиция поглощает больше теплоты и прогревается на большую глубину по сравнению с неметаллизированной. Совершенно иные эффекты выявлены для композиций с ультрадисперсным порошком алюминия [91]. Включение порошка привело к более быстрому зажиганию топлива при меньшей начальной температуре частицы. Причиной такого эффекта является меньшая затрата энергии для зажигания данного топлива. Ультрадисперсный порошок алюминия по существу является теплоизолятором и препятствует прогреву приповерхностного слоя топливной композиции. В результате отведенная от частицы энергия аккумулируется в тонком приповерхностном слое конденсированного вещества. Это приводит к более быстрому зажиганию топлива при меньшей начальной температуре частицы.

Анализ постановок задач зажигания твердых конденсированных веществ разогретыми частицами различной физической природы [85–90], созданных экспериментальных методик исследования этих процессов [91] и выявленных физических закономерностей (устойчивые и неустойчивые режимы зажигания, масштабы влияния параметров локальных источников нагрева на условия теплопереноса и т.д.) позволяет сделать вывод о том, что механизмы, режимы и условия зажигания твердых конденсированных веществ при локальном нагреве достаточно полно изучены. При этом для жидкостей условия тепломассопереноса с фазовыми переходами и химическими реакциями при локальном подводе энергии остаются неисследованными. Особый интерес представляют также многосложные неоднородные структуры с включениями в виде капель жидких горючих веществ (например, участки тканей, пропитанные горючими и легко воспламеняющимися жидкостями), предельные и оптимальные условия зажигания которых не определены.

При описании процессов зажигания конденсированных веществ горячим телом выделяют стационарную и нестационарную теории зажигания [39]. Нестационарная теория зажигания конденсированного вещества предложена в классических работах Я.Б. Зельдовича [39, 77], А.Э. Аверсона, А.Г. Мержанова [79]. Стационарная теория зажигания наиболее полно разработана Я.Б. Зельдовичем [39].

Зависимости характеристик зажигания от группы факторов, свойственных твердым конденсированным веществам, которые в ряде случаев присущи и жидким топливам, приведены в [77–79]. В частности, при нестационарном тепловом зажигании твердого конденсированного вещества выделяют две стадии: нагрев инертного воспламеняемого вещества за счет тепла внешнего источника и химическую реакцию, протекающую в прогретом слое конденсированного вещества. Аналогичные стадии можно выделить и при воспламенении жидкостей. Как правило, время длительности второй стадии намного меньше первой. Поэтому в современной теории зажигания конденсированных веществ [92] принято, что зажигание происходит при

выполнении условия равенства скоростей теплоприхода от внешнего источника энергии и химической реакции окисления воспламеняемого вещества. Сформулированное предположение является основным в известных приближенных методах расчета характеристик зажигания [77, 78].

Наиболее простой и общий подход к определению характеристик зажигания конденсированных веществ сформулирован в [77]. Решена нестационарная задача теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями. В качестве критерия зажигания использовалось выражение, в которое входили основные кинетические параметры химической реакции окисления: предэкспонент k_0 и энергия активации E . Вычислялись предельные значения этого выражения, по которым формулировался вывод о возможности реализации условий зажигания. Известно [48], что кинетические параметры химических реакций окисления играют определяющую роль в процессах воспламенения и горения. Именно поэтому в рассматриваемом подходе [77] достаточно мало внимания уделялось влиянию условий подвода энергии к системе для инициирования химических реакций окисления. Однако, даже предварительная оценка влияния температуры в зоне реакции на скорости химических превращений (зависимость Аррениуса) показывает, что роль параметров источника нагрева, в частности, его температуры, в некоторых случаях даже более масштабна по сравнению с кинетическими параметрами химической реакции окисления (k_0 и E).

Общей теории зажигания жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей, подобной [92], нет. Это можно объяснить существенной сложностью механизмов, режимов и условий воспламенения жидкостей и парогазовых смесей по сравнению с твердыми конденсированными веществами. Сложность процессов воспламенения и зажигания жидких конденсированных веществ обусловлена совместным протеканием взаимосвязанных процессов различной физической природы: испарение, теплопроводность, диффузия, конвекция, радиационный теплоотвод при

взаимном влиянии тепловых, кинетических и гидродинамических условий. В зависимости от теплофизических характеристик источников энергии условия зажигания жидкостей усложняются фазовыми переходами при остывании источников нагрева, излучением и другими факторами.

Достаточно часто при теоретическом исследовании процессов горения жидких конденсированных веществ рассматривается совокупность физико-химических процессов при горении их капель. Так, например, известны результаты исследований процессов зажигания и последующего горения одиночных капель жидких топлив, выполненных Г.А. Варшавским [46], И.И. Палевым, М.А. Гуревичем [72], Д.Б. Сполдингом [71], В. Гольдсмитом и Р.С. Пенером [72], Ф.А. Вильямсом [35], С. Кумагаи, К. Кимура и Т. Изода [34]. Из этих работ особенно следует выделить работу Г.А. Варшавского [46], как одну из первых в данном направлении. Многие сформулированные автором [46] теоретические положения подтверждаются данными экспериментальных исследований процессов зажигания и последующего горения типичного жидкого взрывчатого вещества – нитрогликоля, выполненных А.Ф. Беляевым [50]. Следует подчеркнуть, что А.Ф. Беляев, К.К. Андреев и Г.А. Варшавский в своих экспериментах показали возможность применения известной теории горения газов, сформулированной Я.Б. Зельдовичем, Д.А. Франк-Каменецким, Д.Б. Сполдингом и Б. Льюисом, для объяснения макроскопических закономерностей зажигания и горения жидкостей. Однако, выполненный анализ возможных условий зажигания жидких конденсированных веществ позволяет сделать вывод о том, что известная теория горения газов [64, 71] не распространяется на играющие определяющую роль фазовые превращения в жидкости.

Разработанная Г.А. Варшавским [46] последовательная теория диффузионного горения капли жидкого топлива получила широкое распространение. Впоследствии теория Г.А. Варшавского была развита Д.Б. Сполдингом [71], В. Гольдсмитом и Р.С. Пенером [72]. Значительные уточнения в разработанную теорию были внесены И.И. Палевым, М.А.

Гуревичем и Ф.А. Агафоновой [72]. Ими был сделан вывод о том, что теория диффузионного горения капли [46] применима для изучения процессов испарения и диффузионного горения как капель однофракционных жидких веществ (бензол, этиловый спирт и т.д.), так и многофракционных углеводородных топлив (нефть, мазут, дизельное топливо, керосин, бензин). Г.А. Варшавским впервые было показано [46], что при зажигании капель многофракционных топлив не происходит разгонки фракцией. Это объясняется тем, что скорость перемешивания внутри капли много меньше скорости испарения. Слой жидкости у поверхности капли испаряется полностью за время, в течение которого значительного перемешивания внутри капли не происходит. Температура поверхности капли достигает температуры кипения наиболее высококипящей фракции. На основе анализа процессов испарения, диффузии, смешения, а также излучения поверхности зоны горения создан математический аппарат [46], позволяющий определить скорость и размеры зоны горения изотермической капли.

Однако, основные положения сформулированной теории Г.А. Варшавского [46] не распространяются на процессы зажигания больших массивов и тонких пленок жидких конденсированных веществ источниками нагрева с ограниченным энергетическим запасом. Так, например, при использовании модели горения капли жидкости [46] невозможно проанализировать факторы остывания локального источника энергии, а также возможные условия теплового контакта (идеальный контакт, паровой зазор) на границе «нагретое тело малых размеров – воспламеняемая жидкость». К тому же, основное внимание в исследованиях Г.А. Варшавского [46] и его последователей [71, 72] уделялось зажиганию и горению недеформирующихся капель. Гидродинамические процессы растекания и деформации, а также связанные с этим особенности условий тепломассопереноса, фазовых переходов и химического реагирования при зажигании капель остаются неизученными.

Наибольший интерес при изучении процессов горения капель жидких конденсированных веществ представляют капли широко распространенных жидких углеводородных топлив (бензин, керосин, дизельное топливо, мазут и т.д.). В частности, в [93] приведен обзор результатов экспериментальных и теоретических исследований процессов зажигания капель керосина при их взаимодействии с массивными нагретыми поверхностями. Выполнен достаточно полный анализ влияния кинетики испарения и окисления, температуры поверхности твердого тела на характеристики воспламенения капель жидких топлив. Установлена возможность разработки новых видов топлив, которые при горении дают тепловой эффект, близкий исследуемому топливу – керосину.

Анализ результатов многочисленных работ, проанализированных в [93], позволяет сделать вывод о том, что процессы взаимодействия капель керосина с массивным нагретым телом достаточно глубоко изучены с точки зрения химических превращений. Дано описание большой группы химических реакций окисления в газовой фазе вблизи поверхности испаряющейся капли. Также установлены типичные зависимости времени задержки зажигания от температуры поверхности источника нагрева. Однако, неизученными остаются масштабы влияния на условия теплопереноса процессов испарения, деформации и растекания капель по массивным подложкам.

В [34] приведены результаты экспериментальных исследований процессов зажигания капель жидких топлив массивной горячей поверхностью, выполненных японскими учеными С. Кумагаи, К. Кимура и Т. Изода. Авторами [34] не выделялись отдельные виды жидких топлив, как, например, в [93]. Предпринимались попытки [34] создания общих подходов, методов и алгоритмов исследования для большой группы горючих жидкостей. Однако, помимо зависимостей характеристик зажигания от температуры источника энергии – массивного нагретого тела и предельных температур подложки, при которых возможно зажигание, не

сформулированы обобщенные критериальные выражения. Как и в [93], не рассмотрены условия протекания исследуемых процессов при растекании капель по поверхности.

Не менее важным с практической точки зрения, а также для понимания механизмов рассматриваемых процессов, является исследование процессов зажигания и горения капель жидких топлив в факеле. Закономерности этих процессов рассмотрены в [72, 73]. Известно [48], что жидкие топлива зажигаются и сгорают в паровой фазе. Это обусловлено тем, что температура кипения горючих жидкостей не превышает нескольких сотен градусов, а температура пламени гораздо выше температуры кипения. При этом процессы горения и испарения могут идти как параллельно, так и последовательно [72, 73]. Результаты исследований [73] показали, что в пылевидном топливе мелкие капли успевают испаряться при прогреве топлива. Они вместе с окислителем образуют парогазовую смесь, которая и воспламеняется. Крупные частицы горят в процессе испарения и могут окружаться собственными факелами. Установленные особенности [72, 73] указывают на необходимость исследования влияния размеров капель на характеристики зажигания при различных условиях инициирования химических реакций окисления.

Результаты экспериментальных исследований процессов горения капель жидких топлив в атмосфере приведены в [35]. Рассмотрены три принципиально отличающихся метода исследования. Согласно первому методу горючее равномерно подавалось внутрь пористой сферы постоянного радиуса со скоростью, обеспечивающей наличие жидкой пленки на поверхности сферы в процессе горения. Этот метод позволяет вести исследования в стационарных условиях. По второму методу капля горючего «подвешивалась» на конце неподвижной кварцевой нити. При этом измерялась скорость уменьшения диаметра капли после её воспламенения. Метод обеспечивает получение результатов при исследовании зависимости диаметра капли от времени, близких к полученным аналитическим путем

другими авторами [35]. Согласно третьему методу исследовался процесс горения свободно падающих капель малого радиуса после их воспламенения. В основе перечисленных экспериментальных методов лежит предположение о сферической форме реакционной зоны горения капли, хотя на практике довольно часто реакционные зоны имеют различные формы. По результатам экспериментов создана теоретическая модель горения капли в атмосфере окислителя [35]. Предполагалось, что характеристики течения сохраняют внутри капли постоянные значения. Условия протекания процесса считаются стационарными. Выведена общая формула для определения скоростей горения капель различных жидких топлив с поправками, связанными со спецификой процесса и видом топлива. Однако, в сформулированном аналитическом выражении не учитываются параметры источника энергии (температура, размеры, форма, время воздействия и т.д.). Это можно объяснить тем, что такие «универсальные» аналитические выражения практически невозможно получить для большой группы условий зажигания капель. Трудно в одном критериальном выражении учесть единовременное протекание группы взаимосвязанных процессов теплопереноса в условиях фазовых переходов и химических превращений.

Большое значение с практической точки зрения получили результаты исследования горения капель однокомпонентного топлива [34, 35]. Это связано с тем, что многие ракетные двигатели работают на однокомпонентном жидком топливе. Для формирования фундаментального представления о процессах горения топлив в таких двигателях исследовано горение одиночной капли типичного топлива. При этом установлено, что исследуемый процесс близок к горению капель горючего в атмосфере и ламинарному горению капельно-жидкого топлива с предварительным перемешиванием [34, 35].

При анализе основных закономерностей горения капли горючего [34, 35] определены размеры газовых областей вблизи капли, в которых преобладающую роль играют диффузия, теплопроводность и химическая

реакция окисления. Наиболее важным результатом исследований [34, 35] является определение зависимости скорости горения капли топлива от энергии активации, так как это главным образом определяет время работы и характеристики реактивных двигателей. Получено выражение для скорости горения капли жидкого топлива, на основе которого можно определить характеристики исследуемого процесса, близкие к реальным. Сформулированы упрощенные модели горения капли однокомпонентного топлива. Установлено, что значения скоростей горения при использовании таких моделей существенно (более 30 %) отличаются от аналогичных показателей для наиболее общей модели. Результаты выполненных теоретических исследований С. Кумагаи, К. Кимура и Т. Изода [34] и Ф.А. Вильямса [35] хорошо согласуются с данными многочисленных экспериментов, проведенных В. Баррером, С. Муте и К. Россером [34].

Анализируя результаты теоретических и экспериментальных исследований [34, 35, 93–97], можно сделать вывод о том, что разработаны аналитические и экспериментальные подходы к изучению процессов воспламенения и горения капель жидких конденсированных веществ, которые могут быть использованы для объяснения основных закономерностей воспламенения и горения жидкостей. Однако, на их основе достаточно трудно адекватно проанализировать условия теплового контакта на границе «высокотемпературный источник энергии с ограниченным теплосодержанием – жидкое конденсированное вещество», которые существенно отличаются от условий на границе «капля жидкого топлива – массивный источник нагрева».

Процессы воспламенения жидких горючих веществ имеют ряд специфических особенностей по сравнению с воспламенением одиночных капель топлив [93]. Как правило, эти процессы проходят в несколько стадий. В начальный момент времени жидкость ведет себя как инертное тело и происходит её нагрев. Интенсивность этой стадии воспламенения зависит от температуры, размеров и теплофизических характеристик источника тепла, а

также условий контакта его с жидким веществом. В случае воспламенения одиночной капли на поверхности массивного горячего тела процессы тепломассопереноса в газовой фазе вблизи капли проходят более интенсивно, чем аналогичные процессы в газовой фазе над поверхностью жидкого топлива при его зажигании источником нагрева с ограниченным запасом энергии. В первом случае процессы тепломассопереноса характеризуются высокой температурой и большими размерами источника нагрева, малыми размерами капли топлива, как следствие, высокими скоростями, малой инерционностью и небольшой удаленностью зоны воспламенения от поверхности капли в газовой фазе. Во втором случае имеются высокотемпературный источник тепла ограниченной энергоемкости и область жидкого топлива, существенно превышающая размеры этого источника. Поэтому процессы воспламенения капель жидких топлив характеризуются большими тепловыми потоками от источника нагрева к капле, минимальными временами задержки зажигания, малыми тепловыми эффектами и размерами зон локализации ведущей химической реакции окисления. В процессе воспламенения жидкостей в отличие от одиночной капли значительную роль играет теплота фазового перехода вследствие испарения жидкости. К тому же, при зажигании капель жидких топлив массивным горячим телом диффузионный и конвективный перенос компонентов парогазовой смеси вблизи капли не оказывают существенное влияние на процесс зажигания. В случае воспламенения жидкостей источниками тепла малых размеров эти процессы являются определяющими. Вследствие этого механизмы и отдельные стадии процессов зажигания капель жидкостей массивными горячими телами и жидкостей источниками с конечным энергетическим запасом существенно отличаются.

Так как все жидкости воспламеняются в газовой фазе [48], то при построении математических моделей тепломассопереноса в условиях их зажигания целесообразно проанализировать известные результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов

воспламенения, зажигания, горения газовых смесей и движущихся газовых потоков. К тому же, именно с использованием основных положений теории горения газов [64, 71] сформулированы многие современные представления о горении жидких конденсированных веществ.

Известны результаты экспериментального исследования зажигания газовой смеси накаливаемой никелевой полосой и железохромовой проволокой [34]. Установлены зависимости характеристик зажигания смеси от температуры и площади нагретой поверхности. Анализ исследуемого процесса показал, что чем больше площадь поверхности нагрева, тем меньшей температуры достаточно для воспламенения газовой смеси. Исследования макроскопических закономерностей зажигания [34] выполнены на примере смеси природного газа с воздухом. Результаты исследований показали, что температура зажигания смеси снижается с увеличением площади полосы накаливаемого металла. Получены [34] аналогичные зависимости для процессов взаимодействия электронакаливаемой железохромовой проволоки при различных скоростях потока природного газа.

Особенности зажигания потока газовой смеси шаровыми или цилиндрическими накаливаемыми телами исследованы в работах Дж. Маллена [34]. Газовая смесь нагревалась до высокой температуры в слое, примыкающем к накаливаемой поверхности, и слой газа стабилизировался у этой поверхности. Далее к нему подводились низкотемпературные потоки газа. При накоплении достаточного количества нагретого до высокой температуры газа происходило зажигание. С увеличением скорости потока, развитием турбулентности и уменьшением диаметра накаливаемого тела температура и время задержки зажигания повышались. Из результатов исследований Дж. Маллена [34] видно, что чем больше размер нагретой части тела, тем ниже температура зажигания. С повышением температуры и давления газовой смеси температура зажигания накаливаемым телом снижается. Одной из причин этого является, помимо снижения потерь на

тепловое излучение, увеличение скорости реакции окисления. Дж. Малленом выполнены эксперименты с ламинарным и турбулентным течениями газового потока. В результате этих исследований установлено, что кривые зависимости температуры зажигания от скорости движения в центре потока состоят из трех характерных участков. При малых числах Рейнольдса температура зажигания возрастает почти линейно. Но при увеличении числа Рейнольдса относительно $Re=9$ температура возрастает экспоненциально. При больших числах Рейнольдса ($Re>10^3$) восстанавливается линейная зависимость. Это связано с образованием при средних числах Рейнольдса застойной зоны за обтекаемым телом (образуются устойчивые вихри). При увеличении скорости потока эти вихри исчезают, так как они становятся неустойчивыми и отрываются от обтекаемого тела.

В [34] выделены основные характеристики газовой смеси, от которых зависит интенсивность процесса зажигания: химический состав, температура, давление, динамическое состояние смеси (покой или течение). В случае течения смеси определяющими для зажигания искрой являются параметры этого течения [73].

Следует подчеркнуть, что в рассмотренных работах по зажиганию газовых смесей металлическими шарами, стержнями и массивным телом [34] не описаны механизмы, режимы и условия зажигания смесей паров типичных горючих (бензин, керосин, дизельное топливо, мазут) и легковоспламеняющихся (лаки, краски, растворители) жидкостей. При этом достаточно слабо изучены особенности зажигания газовых смесей в условиях перемещения источника энергии. Также не рассмотрены закономерности процессов тепломассопереноса при формировании пожароопасных парогазовых смесей в условиях комнатных температур. Результаты таких исследований представляют большой интерес для специалистов в области пожарной безопасности химических и нефтехимических производств.

Известно, что при самовоспламенении капли жидкости на начальной стадии протекают физические процессы (теплоперенос, диффузия и

смешивание), на последующей стадии реализуются интенсивные химические реакции окисления. Установлено [34], что при рассмотрении времени задержки зажигания капли горючего, как суммы физической и химической составляющих времени, можно определить зависимости этих составляющих от температуры зажигания и факторы, позволяющие уменьшить задержку зажигания. В [34] приведены два метода, позволяющие разделить физическую и химическую составляющие. Использование этих методов позволило установить, что время задержки зажигания капли жидкости уменьшается с увеличением температуры источника воспламенения по экспоненциальной зависимости. Попытки выделить во времени задержки зажигания химическую и физическую составляющие направлены на более глубокое изучение влияния различных факторов на инерционность отдельных стадий процесса зажигания. Однако, на практике трудно выделить эти составляющие, так как физические процессы и химические реакции взаимосвязаны и, как правило, протекают одновременно.

Процессы взаимодействия локальных источников энергии с жидкими топливами оставались до последнего времени неизученными. На базе установки, использованной при экспериментальных исследованиях процессов зажигания твердых модельных композиций нагретыми до высоких температур частицами [91], выполнен цикл исследований [98–102] для типичных жидких топлив (керосин, бензин, дизельное топливо, мазут). Однако, следует отметить, что работы выполнены только с одиночными разогретыми до высоких температур металлическими частицами в форме диска для узкого диапазона изменения основных параметров (температура, размеры и форма) источников нагрева.

Проведенные эксперименты [98–102] показали, что воспламенение бензина происходит в паровой фазе до попадания частицы на поверхность этой горючей жидкости при температуре локального источника более 1353 К. Если температура источника энергии меньше этой величины, то воспламенения не происходит, даже если частица погружается в бензин

полностью или частично. Установленная особенность объясняется тем, что бензин является легкоиспаряющейся жидкостью. Поэтому даже при комнатной температуре происходит его испарение, достаточное, как показывают эксперименты [98–102], для создания в воздухе критической концентрации паров бензина. Эти пары при движении от поверхности испарения перемешиваются с воздухом. При попадании нагретой до высоких (более 1353 К) температур частицы в горючую смесь происходит воспламенение последней.

В экспериментах с бензином [100] также выявлено, что при температурах ниже критической (1353 К) воспламенение бензина не происходит даже при попадании частицы на его поверхность. В этом случае значительная часть энергии, аккумулированной в частице, затрачивается на интенсивное испарение бензина. Но парообразные продукты реализации этого процесса имеют низкую (недостаточную для воспламенения) температуру. По мере удаления от поверхности фазового перехода они охлаждаются все больше за счет теплообмена с окружающим воздухом. Вероятность воспламенения смеси паров бензина с воздухом снижается по мере их оттока от поверхности испарения. Полученные результаты [100] позволяют сделать вывод о том, что воспламенение бензина одиночными нагретыми до высоких температур частицами возможно только непосредственно в слое паров бензина на некотором удалении от поверхности испарения даже при комнатных температурах (293÷298 К). Необходимым условием воспламенения в этом случае является высокая температура источника ограниченной энергоемкости – разогретой частицы.

Для керосина, дизельного топлива и мазута установлен отличный от бензина механизм зажигания разогретой частицей [98–102]. Так, например, показано, что зажигание этих жидких горючих веществ происходит в малой окрестности границы раздела жидкости и металлической частицы до полного погружения источника нагрева в жидкость. При этом подчеркнута [102], что такой механизм процесса зажигания характерен для любого размера частицы.

Также отмечено, что пламя появляется в окрестности верхней грани частицы, имеющей наибольшую температуру. Это является следствием того, что пары у поверхности жидкости имеют относительно низкую температуру, недостаточную для зажигания.

В результате выполненных экспериментов установлены [102] масштабы влияния температуры и размеров металлических частиц в форме цилиндрического диска на характеристики зажигания. Показано, что при увеличении высоты частицы пороговое значение предельной температуры источника, при котором происходит зажигание, снижается. Рост теплосодержания частицы приводит к уменьшению времени задержки зажигания. На основании этих результатов сделан вывод [102] о том, что реализация условий зажигания определяется площадью поверхности контакта частицы с пожароопасной жидкостью. Однако, предельные соотношения между площадями контакта источника энергии с жидкостью и формирующейся парогазовой смесью не установлены. Соответственно, нет адекватных рекомендаций по уменьшению инерционности исследуемых процессов зажигания для их применения в специализированных установках и аппаратах.

Экспериментальные исследования процессов зажигания мазута разогретыми частицами [101] позволили установить некоторые особенности. Мазут отличается от дистиллятных топлив прежде всего тем, что он не способен полностью испаряться. Поэтому процесс горения мазута происходит лишь тогда, когда из него испаряются те фракции, которые способны превращаться в пар. По мере ухода фракций с все более высокой температурой кипения возрастает температура остающейся части и начинается термическое разложение остатка. Масса такого нелетучего остатка мазута весьма значительна (60÷80 % начальной массы). Поэтому именно горением неиспаряющейся части мазута, в основном, определяются продолжительность и полнота сгорания топлива [101].

Отмечено [102], что термическое разложение неиспарившейся части приводит к выделению из нее летучих веществ и образованию твердого коксового остатка. Летучие вещества (смесь горючих паров и газов) диффундируют от поверхности топлива и сгорают вблизи нее подобно тому, как вначале горели пары топлива. Горение коксового остатка может начаться только после окончания горения летучих веществ, так как до этого кислород практически не проникает к поверхности остающейся коксовой частицы. Соответственно, металлическая частица, погружившись в мазут, нагревает его. Как следствие, начинается процесс интенсивного парообразования. При достижении предельных температур и концентраций происходит воспламенение паров на небольшом расстоянии от поверхности мазута. Затем имеет место процесс горения паров легких фракций мазута и по мере испарения тех фракций, которые способны превращаться в пар, экзотермическая реакция прекращается.

Также исследовано [102] влияние формы (цилиндрический диск, сфера) разогретой частицы на характеристики зажигания жидких топлив. Показано, что при погружении одиночных разогретых до высоких температур частиц в форму диска и сферы в жидкие топлива условия тепломассопереноса несколько меняются. Однако, характеристики зажигания несущественно (менее 18 % для низких температур) изменяются. Следует отметить, что проведенные экспериментальные исследования [102] влияния формы источника энергии на условия тепломассопереноса не позволяют в полной мере оценить роль этого фактора. Особенно следует выделить тонкие пленки жидких горючих веществ, характерные размеры которых сопоставимы с размерами источников нагрева.

Эксперименты [98–102] показали, что во всем охваченном диапазоне изменения температур наименьшее значение времени задержки зажигания керосина, дизельного топлива и мазута зафиксированы при зажигании мазута. Этот неочевидный, на первый взгляд, результат обусловлен особенностями процессов образования паров исследованных жидких

топлив. Мазут относится к топливам с высокой долей коксового остатка процесса пиролиза исходного вещества. Поэтому на переход из жидкого состояния в состояние, характерное для воспламенения этого топлива, необходимо при прочих адекватных условиях наименьшее количество энергии из трех рассматривавшихся жидкостей. С другой стороны, при испарении керосина образуется минимальное по сравнению с дизельным топливом и мазутом количество твердых продуктов. Соответственно, теплота испарения керосина максимальна. На подготовку процесса воспламенения единицы массы этого вещества необходимо затратить наибольшее по сравнению с мазутом и дизельным топливом количество теплоты. Время задержки зажигания керосина в одинаковых с мазутом и дизельным топливом условиях, как показывают результаты экспериментов [102] наибольшее.

Кроме того, в экспериментах [98–102] исследованы особенности зажигания жидких топлив пористыми горячими частицами. Показано, что для пористых частиц, образующихся при сварке, начальная температура зажигания пожароопасного топлива существенно ниже, чем для монолитных частиц правильной формы. Время задержки зажигания пористыми частицами неправильной формы значительно меньше, чем для монолитных частиц в виде сферы или диска. Но это отличие характерно только для дистиллятных топлив – керосина и дизельного топлива. Пористые частицы при попадании в жидкое топливо осуществляют нагрев большей площади его поверхности по сравнению с монолитными частицами. Увеличение количества теплоты, передаваемого в зону испарения горючего с постоянной площади, приводит к росту величины теплового потока в эту зону. Последнее адекватно увеличению температуры при той же площади контакта частицы с жидким топливом. На процесс воспламенения исследовавшихся жидкостей также влияет находящийся в порах воздух. Так как частица нагрета до высокой температуры, то газы в порах также имеют повышенную температуру. Её величина, конечно, ниже температуры плавления стали, но, в то же время,

существенно выше температуры жидкого топлива. Поэтому в приповерхностной пористой структуре создаются условия для локального воспламенения горючего. Это происходит в сечении частицы на границе раздела «жидкость – воздух», хотя возможно воспламенение и в порах затопленной поверхности частицы. Также следует отметить, что плотность пористых частиц заметно меньше плотности монолитных. Поэтому скорость осаждения пористой частицы в жидкость много меньше аналогичной величины для монолитной частицы. Соответственно, больше время нагрева жидкого топлива частицей. В итоге совместное влияние этих факторов приводит к существенному снижению времен задержки зажигания керосина и дизельного топлива пористыми частицами, образующимися при сварке, по сравнению со стальными частицами с близкими значениями характерных размеров.

При сопоставлении результатов экспериментальных исследований процессов зажигания твердых [91] и жидких [102] конденсированных веществ типичными источниками ограниченной энергоемкости – разогретыми до высоких температур частицами сделан вывод [102] о том, что воспламенение жидких топлив происходит только при существенно больших температурах по сравнению с твердыми веществами. Отмечено [102], что это обусловлено большими потерями энергии источника зажигания на газификацию горючего. Эти процессы протекают с большим эндотермическим эффектом. Соответственно, высокие температуры зажигания обуславливают и малые значения времен задержки зажигания жидкостей по сравнению с твердыми веществами.

Анализ результатов выполненных экспериментальных исследований [98–102] показывает, что неизученными остаются масштабы влияния на условия зажигания большой группы значимых факторов (например, частичное или полное погружение локального источника нагрева перед зажиганием, формирование парового зазора между частицей и жидким веществом, кристаллизация материала источника нагрева, радиационный

теплоотвод, диффузионно-конвективный массоперенос и т.д.), которые достаточно трудно, а в некоторых случаях практически невозможно исследовать экспериментально. К тому же, локальные источники нагрева не ограничиваются металлическими частицами. Например, можно выделить большую группу типичных и широко распространенных источников ограниченной энергоемкости (металлические и неметаллические частицы, накалинные проволочки и стержни, сфокусированные потоки излучения).

Среди немногочисленных работ по исследованию процессов горения жидких легковоспламеняющихся и горючих веществ не на примере капель, а на жидкостях в резервуаре и на открытых пространствах широкую известность получила работа В.И. Блинова и Г.Н. Худякова [45]. Монография [45] посвящена изучению процессов диффузионного горения жидкостей и их тушения. В ней даны краткие описания явлений вспышки и воспламенения жидкости, сформулированы понятия температуры вспышки, температуры воспламенения и температуры пламени. Авторами [45] рассмотрены вопросы самовоспламенения и зажигания парогазовых смесей, образования и распространения пламени в газовых смесях и по поверхности жидкости. Исследованы основные закономерности процессов горения жидкостей в резервуарах с целью определения скорости выгорания жидкостей, изменения состава парогазовых смесей при горении, распределений температур в области горящей жидкости. Предложены эффективные методы тушения пламени жидких нефтепродуктов в резервуарах.

Анализ показывает, что интерес авторов [45] в исследовании процессов горения жидкостей, в основном, был вызван необходимостью разработки эффективных методов тушения пламени. Поэтому процессам воспламенения, самовоспламенения и зажигания жидкостей, как отдельным стадиям процессов горения, в [45] уделено мало внимания. К тому же, в данных исследованиях не рассматривалась вся совокупность физико-химических процессов (теплопроводность, диффузия, конвекция, излучение, испарение,

окисление и т.д.), которые имеют место на практике при зажигании жидкостей различными источниками. Это обусловлено [45] отсутствием высокоточных измерительных установок, мощных вычислительных машин, теоретической базы и развитых вычислительных методов решения сложных задач тепломассопереноса, гидродинамики и химической кинетики для построения математических моделей, соответствующих реальным процессам.

На сегодняшний день для решения проблем тушения пожаров и своевременного предотвращения образования локальных очагов возгораний возможно создание математических моделей при помощи мощной вычислительной техники и накопленной теоретической базы.

С каждым годом для повышения пожарной безопасности промышленных сооружений выполняется модернизация существующих систем пожаротушения и оснащение современными техническими средствами [4, 8, 14]. Это позволяет предотвратить развитие локального возгорания в широкомасштабный пожар. Однако, риск возникновения пожароопасных ситуаций при этом слабо уменьшается [10].

Принято полагать, что при наличии на предприятии современной мощной автоматической системы пожаротушения возможно ликвидировать пожар различной степени сложности с минимальными материальными потерями и затратами времени. Для этого разработаны средства обнаружения и тушения возгораний. Однако, достаточно часто локальные очаги пожаров формируются там, где не предусматривается возможность возгораний исходя из технологии производства. Формирование таких очагов пожаров возможно при проведении огневых работ, демонтаже металлических конструкций в непосредственной области от участков испарения горючих жидкостей (разлитые жидкие топлива, открытые резервуары с горючими жидкостями, пропитанные пожароопасными жидкостями ткани и т.д.). В этих случаях трудно своевременно ликвидировать локальный очаг воспламенения, предотвратить дальнейшее распространение пламени и, как следствие, снизить риск пожара или взрыва. Для решения этих проблем необходимо

исследовать процессы воспламенения горючих веществ и смесей их паров с окислителем. По результатам исследований следует разработать методики оценки и прогнозирования пожароопасности взаимодействия жидких конденсированных веществ с потенциальными источниками зажигания.

Процессы зажигания жидкостей, являясь комплексами взаимосвязанных физических процессов и химических реакций с фазовыми переходами, требуют при их теоретическом исследовании разработки достаточно сложных моделей. Для создания таких моделей необходимо применение известных подходов к исследованию неоднородных гетерогенных реагирующих систем. Так, например, известность получили работы Н.Н. Бахмана и А.Ф. Беляева [68], С.Г. Ватченко [67], А.П. Денисюка, В.С. Шабалина [103], Б.С. Ермолаева, Ф.И. Короткова, Ю.В. Фролова [65], С.А. Рашковского [69], А.Г. Мержанова, А.Н. Перегудова, В.Т. Гонтковской [70], Г.Б. Манелиса, В.А. Струнина [104], В.Р. Кузнецова, В.А. Сабельникова [55]. К таким гетерогенным структурам также относится, например, ткань, пропитанная жидким горючим веществом. Закономерности зажигания такой системы не изучены. Не определены условия, при которых происходит зажигание паров жидкого вещества в среде окислителя и непосредственно ткани. Не выявлены масштабы влияния структуры системы, параметров источника энергии, а также внешних условий на характеристики зажигания. При этом в отличие от [67, 68, 103, 104] при моделировании процессов тепломассопереноса в условиях зажигания жидкостей следует уделить особое внимание нелинейным процессам испарения и конвективного массопереноса в жидкой и паровой фазе.

Кроме того, следует отметить попытки численного исследования процессов зажигания твердых и жидких горючих веществ источниками нагрева малых размеров на производствах и в быту [105]. Также необходимо выделить результаты теоретических и экспериментальных исследований в направлении усовершенствования конструкций резервуаров, предназначенных для хранения и транспортировки жидких горючих и легковоспламеняющихся веществ, в частности, жидких топлив [106–108]. Не

менее важными являются результаты исследований достаточных условий возгорания нефтепродуктов в резервуарах [109–113].

В то же время анализ большой группы рассмотренных работ показывает, что общей теории зажигания жидкостей и парогазовых смесей, учитывающей весь комплекс физико-химических и гидродинамических процессов, нет, и, как следствие, задача по ее созданию является актуальной.

Выводы по первой главе

1. Современная теория зажигания конденсированных веществ [92] в полной мере описывает процессы прогрева и химического реагирования для большой группы твердых веществ и газов. Сформулировано несколько критериев зажигания. Выделены типичные механизмы (твёрдофазный, газофазный, гетерогенный) и режимы (индукционный, вырожденный) инициирования горения различных конденсированных систем. Однако, применение классических газофазных моделей теплопереноса для исследования закономерностей зажигания жидкостей не представляется возможным, так как они не учитывают весь комплекс взаимосвязанных физико-химических и гидродинамических процессов с фазовыми переходами, характерными жидким конденсированным веществам. Физические особенности газофазного зажигания жидкостей и твердых веществ существенно отличаются. Кроме того, многие положения современной теории зажигания [92] сформулированы на базе результатов решения упрощенных одномерных задач теплопереноса. Для жидких веществ в условиях локального нагрева особую роль играют фазовые превращения, процессы смешения и прогрева компонентов парогазовой смеси, закономерности которых трудно адекватно проанализировать при решении одномерных задач теплопереноса. Необходимы плоские и пространственные постановки. Это особенно актуально для оценки расходования аккумулированной энергии

- локальных источников нагрева с различной конфигурацией на прогрев приповерхностного слоя жидкости, фазовые и химические превращения.
2. Анализ известных результатов теоретических и экспериментальных исследований процессов теплопереноса при зажигании твердых конденсированных веществ типичными источниками ограниченной энергоемкости – одиночными разогретыми частицами [85–91], а также дисперсным потоком таких частиц [80–84] показал, что механизмы и характеристики этих процессов существенно отличаются от реализуемых при зажигании жидкостей. Соответственно, необходимы модели и экспериментальные методики, позволяющие установить специфические закономерности этих процессов для жидких конденсированных веществ.
 3. Многочисленные результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов зажигания и последующего горения капель однофракционных и сложных по химическому составу жидкостей массивными нагретыми телами [34, 35, 46, 50, 71, 72, 93–97] не позволяют оценить масштабы влияния большой группы значимых факторов (теплосодержание, конфигурация поверхности, размеры источника, условия теплообмена на границе с жидкостью, гидродинамические процессы погружения, формирование паровых зазоров и т.д.) на условия и характеристики зажигания больших массивов и тонких пленок жидких конденсированных веществ в резервуарах и на открытых пространствах типичными локальными источниками нагрева малых размеров. При этом неизученными также остаются процессы зажигания растекающихся и деформирующихся капель при их контакте с массивными нагретыми подложками в условиях фазового перехода.
 4. В известных теоретических и экспериментальных работах [34, 35] по исследованию процессов зажигания газовых и парогазовых смесей нагретыми телами (металлическими полосами, шарами, стержнями и т.д.) не описаны возможные режимы и предельные условия зажигания смесей источниками ограниченной энергоемкости. Незученными остаются

условия зажигания формирующихся при комнатной температуре смесей паров типичных горючих и легковоспламеняющихся жидкостей и окислителя широко распространенными локальными источниками нагрева. Не установлены масштабы влияния на характеристики этих процессов основных параметров источника, жидкости и внешней среды.

5. Анализ результатов теоретических и экспериментальных исследований процессов теплопереноса при зажигании и горении сложных гетерогенных структур [68–70, 103, 104] показал, что применение известных моделей не позволяет установить закономерности (режимы, предельные условия, зависимости основных характеристик от группы значимых факторов) процессов зажигания таких сложных гетерогенных систем, как, например, «источник ограниченной энергоемкости – ткань, пропитанная жидким горючим веществом – окислитель».
6. Результаты выполненных экспериментальных исследований процессов зажигания жидких топлив разогретыми до высоких температур одиночными частицами [98–102] показывают, что неизученными остаются масштабы влияния на условия зажигания большой группы значимых факторов (частичное или полное погружение частицы перед зажиганием, формирование парового зазора между частицей и жидким веществом, кристаллизация материала источника нагрева, радиационный теплоотвод, диффузионно-конвективный массоперенос и т.д.), которые достаточно трудно, а в некоторых случаях практически невозможно исследовать экспериментально.
7. Процессы зажигания жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей источниками нагрева с ограниченным энергетическим запасом, в частности, нагретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами различной физической природы, накаливаемыми проволочками и стержнями малых размеров, а также сфокусированными потоками излучения представляют неизученные до настоящего времени комплексы взаимосвязанных процессов

теплопереноса с фазовыми переходами и химическим реактированием. При этом основную роль при реализации условий зажигания жидких веществ играют длительные процессы переноса тепла и массы в жидкой и паровой фазах, а не высокоскоростные химические реакции окисления.

8. Нет опубликованных математических моделей теплопереноса, описывающих полный комплекс физико-химических и гидродинамических процессов, протекающих при зажигании жидкостей источниками нагрева с ограниченным теплосодержанием. Как следствие, не созданы методики численного исследования таких процессов, которые позволили бы теоретически подтвердить или опровергнуть результаты экспериментов [98–102].
9. Не разработана общая теория теплопереноса при зажигании жидкостей, на базе которой возможно провести сопоставление характеристик процессов воспламенения, самовоспламенения и зажигания при различных способах подвода энергии к жидкому веществу. Анализ нормативных документов и монографий по пожарной безопасности промышленных объектов [1–9] и статистических данных [10–13] показывает, что наличие адекватной по прогностическому потенциалу теории может позволить существенно переработать (актуализировать, дополнить и скорректировать) свод существующих правил и соответствующих предписаний, что, как следствие, приведет к уменьшению числа пожаров, взрывов и катастроф на производствах.

**ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ
ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЗАЖИГАНИИ ЖИДКИХ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ
ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ.
ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛЕЙ**

**2.1 Двумерная модель тепломассопереноса при зажигании жидкого
конденсированного вещества одиночной частицей в форме
параллелепипеда неограниченной длины**

Принята наиболее общая схема процесса зажигания жидкости локальным источником ограниченной энергоемкости в системе «одиночная разогретая частица малых размеров – жидкое конденсированное вещество – воздух». Частица, нагретая до температуры, существенно превышающей температуру жидкого конденсированного вещества, инерционно осаждается на его поверхность (рис. 2.1.1).

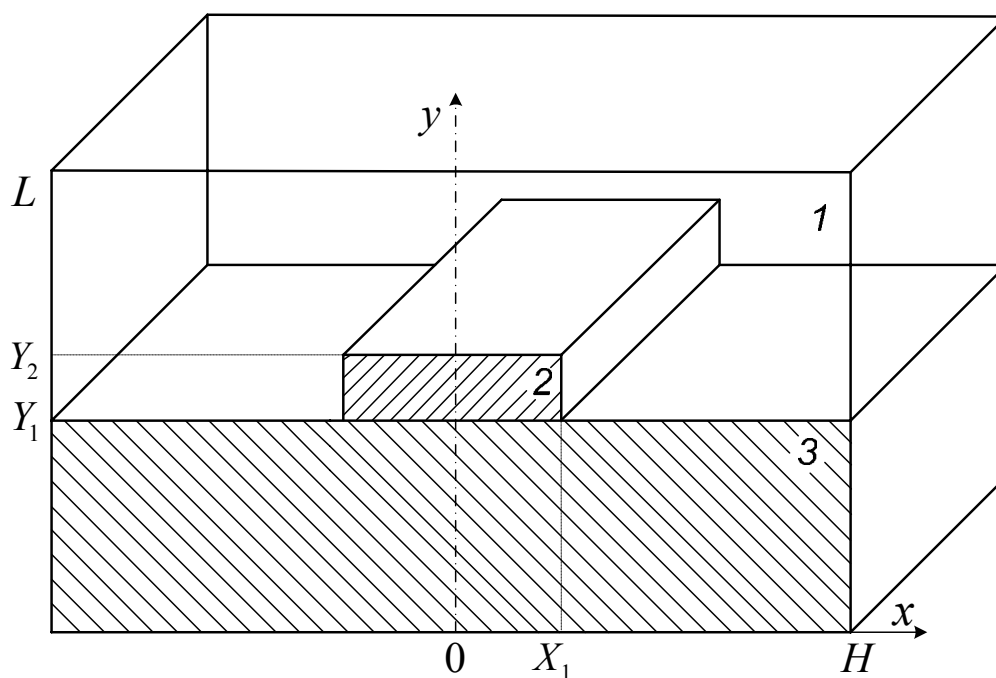


Рисунок 2.1.1. Схема области решения задачи в начальный момент времени:
 1 – воздух, 2 – частица, 3 – жидкое конденсированное вещество

За счет тепла, передаваемого от частицы в жидкость, последняя нагревается. Далее интенсифицируется процесс испарения. Между частицей и жидкостью образуется паровой зазор (рис. 2.1.2), характерные размеры которого зависят от теплофизических характеристик частицы и жидкости, размеров и начальной температуры источника нагрева. Выполненный анализ показывает, что в зависимости от материала частицы она может погружаться частично или полностью в жидкое вещество. Рассматривался наиболее типичный случай частичного погружения источника нагрева в жидкость перед воспламенением последней (рис. 2.1.2).

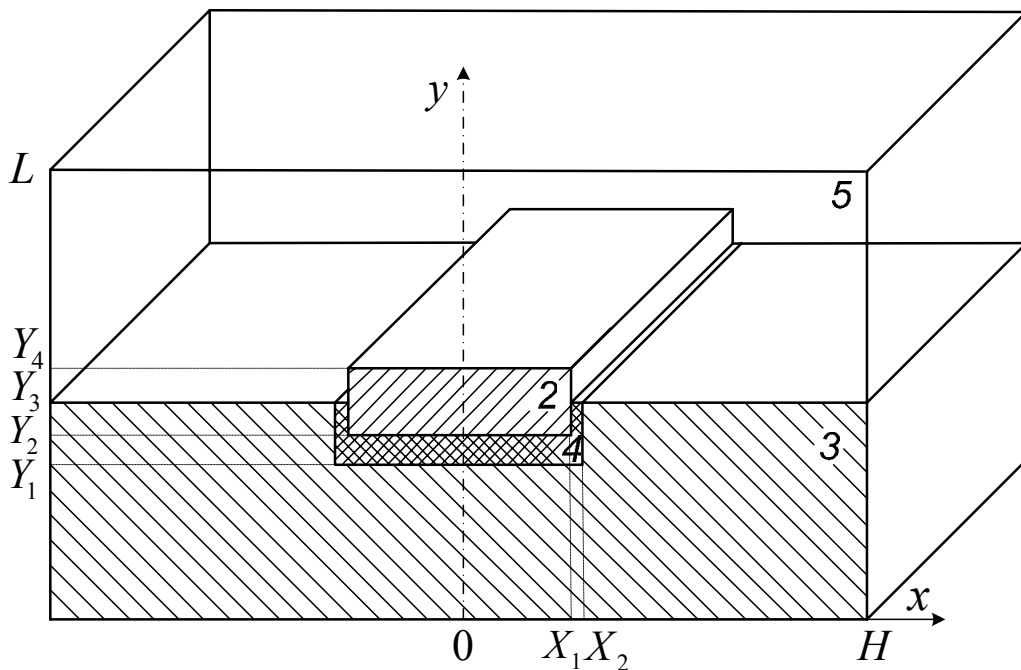


Рисунок 2.1.2. Схема области решения задачи при $0 < t < t_3$: 2 – частица, 3 – жидкое горючее вещество, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь

В результате интенсивного испарения жидкости пары горючего удаляются от её поверхности, диффундируют в воздух, окружающий частицу, и начинают с ним взаимодействовать. При достижении значений концентрации паров горючего в воздухе и температуры парогазовой смеси, достаточных для её зажигания, происходит воспламенение. Время с момента

начала теплового взаимодействия частицы с жидкостью до воспламенения считается временем задержки зажигания t_3 .

Следует отметить, что при проведении теоретических исследований выбрана модель ламинарного течения паров в окрестности частицы, так как такой подход нередко применяется при решении задач течения паров и газов вблизи источников нагрева в условиях фазовых переходов и химического реагирования. При таких допущениях, например, решены задачи о горении пленки жидкого топлива [51] и горючей газовой смеси [113] при взаимодействии с массивными нагретыми телами.

Анализ показывает, что учет влияния турбулентности в определенной степени приблизит рассматриваемую модель (рис. 2.1.1, 2.1.2) к реальным приложениям, но это также приведет к значительному усложнению реализации вычислений [55–58].

Следует подчеркнуть, что смоделировать точно форму реальных частиц достаточно сложно. Как правило, металлические и неметаллические частицы, образующиеся в ряде технологических процессов (сварка, резка, шлифование металлов) и являющиеся продуктами сгорания типичных горючих материалов (древесина, уголь), имеют форму неправильных многогранников с характерными размерами от $1 \cdot 10^{-6}$ м до $1 \cdot 10^{-2}$ м и находятся в твердом, реже в жидком агрегатном состоянии [15–20]. Поэтому в качестве источников воспламенения приняты одиночные металлические и неметаллические частицы в форме параллелепипеда малых размеров ($H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}=2 \cdot 10^{-3}$ м). Такая форма частиц позволяет достаточно просто описать условия теплового контакта источника ограниченной энергоемкости и жидкого конденсированного вещества.

При решении используется декартовая система координат, начало которой совпадает с осью симметрии частицы (рис. 2.1.1, 2.1.2). В жидком конденсированном веществе и воздухе выделены области ($L=20 \cdot 10^{-3}$ м, $H=10 \cdot 10^{-3}$ м), существенно превышающие размеры частицы.

Вероятность полного погружения относительно легких частиц (например, углерод, алюминий) в жидкость мала [114]. Однако, при решении задачи необходимо учитывать возможность формирования парового зазора между частицей и жидкостью при испарении последней, а также частичного погружения источника зажигания в жидкость из-за разности плотностей.

Численный анализ исследуемого процесса в рамках наиболее общей модели тепломассопереноса выполнен при следующих допущениях:

1. В результате испарения горючей жидкости образуется одно вещество с известными характеристиками. При экспериментальном определении кинетических параметров реакции окисления паров жидких веществ обычно [115, 116] 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 значения E и k_0 .
2. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ не зависят от температуры (кроме коэффициентов кинематической вязкости и диффузии паров горючего, резкое изменение которых с ростом температуры [117] существенно сказывается на интенсивности протекания процессов тепломассопереноса).
3. Не учитываются процессы кристаллизации источника зажигания. Установлено [89], что при температурах одиночных частиц, не превышающих температур плавления соответствующего материала частицы, времена задержки зажигания незначительно изменяются за счет процессов кристаллизации источника зажигания.
4. Не учитываются возможные процессы выгорания жидкости. Считалось, что пленка жидкого конденсированного вещества, разлитого по поверхности твердого тела, занимает достаточно большую площадь.

5. Не учитываются конвективные течения, возникающие в жидкости при ее нагреве. Результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов зажигания капель типичных жидких топлив массивными нагретыми телами [93] показывают, что характерные времена конвекции в топливе при его нагревании в несколько раз превышает времена задержки зажигания. Поэтому можно пренебречь рассматриваемым фактором.

Факторы и процессы, описанные в допущениях, отдельно исследованы. Результаты приведены в следующих главах, из которых сделан вывод о правомерности принятых допущений.

Известны [92] три критерия зажигания конденсированных веществ, получившие широкое применение при анализе различных механизмов воспламенения:

1. Критерий Я.Б. Зельдовича по времени установления нулевого градиента температуры на границе «вещество – источник нагрева».
2. Критерий Д.А. Франк-Каменецкого по резкому росту температуры в зоне химической реакции и скорости выгорания вещества.
3. Критерий А.А. Ковальского по условию установления равенства теплоприхода в результате протекания химической реакции и теплоотвода.

Выполненный анализ постановки задачи тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества источником ограниченной энергоемкости (рис. 2.1.2) и основных положений теории [92] показал, что применение одного из вышеперечисленных критериев не позволяет учесть специфические особенности процесса, связанные с остыванием источника и фазовыми переходами в системе.

Поэтому при численном моделировании использовались следующие критерии зажигания:

1. Тепло, выделяемое в результате химической реакции паров горючего с окислителем, больше тепла, передаваемого от источника зажигания жидкому конденсированному веществу и парогазовой смеси.

2. Температура смеси паров горючего с окислителем превышает начальную температуру источника нагрева.

Система нестационарных дифференциальных уравнений теплопроводности, диффузии и движения парогазовой смеси для системы «частица – жидкое горючее вещество – воздух» (рис. 2.1.2), соответствующая сформулированной физической постановке задачи, в декартовой системе координат имеет следующий вид.

Для смеси паров горючего с окислителем ($X_1 < x < H$, $Y_3 < y < Y_4$; $0 < x < H$, $Y_4 < y < L$; $X_1 < x < X_2$, $Y_2 < y < Y_3$; $0 < x < X_2$, $Y_1 < y < Y_2$) система уравнений включает: уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad (2.1.1)$$

уравнения движения смеси паров горючего и окислителя:

$$\rho_5 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P_5}{\partial x} + \nu_5 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \rho_5 \beta g_x (T_5 - T_0), \quad (2.1.2)$$

$$\rho_5 \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P_5}{\partial y} + \nu_5 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho_5 \beta g_y (T_5 - T_0); \quad (2.1.3)$$

уравнение энергии:

$$\rho_5 C_5 \left(\frac{\partial T_5}{\partial t} + u \frac{\partial T_5}{\partial x} + v \frac{\partial T_5}{\partial y} \right) = \lambda_5 \left(\frac{\partial^2 T_5}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_5}{\partial y^2} \right) + Q_o W_o; \quad (2.1.4)$$

уравнение диффузии паров горючего:

$$\rho_5 \left(\frac{\partial C_r}{\partial t} + u \frac{\partial C_r}{\partial x} + v \frac{\partial C_r}{\partial y} \right) = \rho_5 D_5 \left(\frac{\partial^2 C_r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial y^2} \right) - W_o; \quad (2.1.5)$$

уравнение баланса:

$$C_r + C_o = 1. \quad (2.1.6)$$

Объёмные доли компонентов парогазовой смеси определялись из их массовых концентраций в смеси:

$$\varphi_4 = \frac{C_r / \rho_4}{C_r / \rho_4 + C_o / \rho_1}, \quad (2.1.7)$$

$$\varphi_4 + \varphi_1 = 1. \quad (2.1.8)$$

Теплофизические характеристики смеси паров горючего с окислителем вычислялись по формулам:

$$\lambda_5 = \lambda_1\varphi_1 + \lambda_4\varphi_4, \quad (2.1.9)$$

$$C_5 = C_1\varphi_1 + C_4\varphi_4, \quad (2.1.10)$$

$$\rho_5 = \rho_1\varphi_1 + \rho_4\varphi_4. \quad (2.1.11)$$

Уравнение теплопроводности для частицы ($0 < x < X_1$, $Y_2 < y < Y_4$):

$$C_2\rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right). \quad (2.1.12)$$

Уравнение теплопроводности для жидкого вещества ($0 < x < H$, $0 < y < Y_1$; $X_2 < x < H$, $Y_1 < y < Y_3$):

$$C_3\rho_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} \right). \quad (2.1.13)$$

Здесь T – температура, К; T_0 – начальная температура воздуха и жидкости, К; P – давление, Н/м²; C – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К); Q_0 – тепловой эффект реакции окисления паров горючего, МДж/кг; W_0 – массовая скорость окисления паров горючего в воздухе, кг/(м³·с); D – коэффициент диффузии паров жидкого горючего вещества в воздухе, м²/с; C_r – концентрация паров жидкого горючего вещества ($0 < C_r < 1$); C_o – концентрация окислителя; t – время, с; x , y – координаты декартовой системы координат; u , v – составляющие скорости конвекции смеси паров горючего и окислителя в проекции на ось x и y соответственно, м/с; g_x и g_y – компоненты вектора ускорения свободного падения в проекции на ось x и y соответственно, м/с²; β – коэффициент термического расширения, К⁻¹; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ν – кинематическая вязкость, м²/с; ρ – плотность, кг/м³; φ – объёмная доля компонента парогазовой смеси ($0 < \varphi < 1$); индексы «1», «2», «3», «4», «5» соответствуют воздуху, частице, жидкому конденсированному веществу, парам горючего, парогазовой смеси.

Уравнение неразрывности (2.1.1) и уравнения движения (2.1.2), (2.1.3), записанные в естественных переменных «давление – скорость», для

уменьшения вычислений, связанных с необходимостью расчета давления, могут быть представлены в переменных «функция тока – вектор вихря скорости» [118–120]:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \omega, \quad (2.1.14)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu_5 \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + \beta g_y \frac{\partial T_5}{\partial x}. \quad (2.1.15)$$

Функция тока ψ и вектор вихря скорости ω заданы следующим образом [120]:

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \omega = \text{rot}_z \vec{v} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (2.1.16)$$

Известно [121, 122], что применение безразмерной формы записи дифференциальных уравнений способствует сокращению вычислений в связи с уменьшением числа параметров, от которых зависит решение. Поэтому для системы дифференциальных уравнений (2.1.1) – (2.1.16) применена безразмерная форма. В качестве масштаба скорости движения парогазовой смеси в рассматриваемой системе (рис. 2.1.2) выбрана скорость смеси V_0 вблизи границы испарения жидкости и боковой поверхности частицы. Характерные размеры области решения H, L выбраны в качестве масштаба координат.

Для перехода к безразмерным переменным использованы следующие соотношения [120]:

$$X = \frac{x}{H}, \quad Y = \frac{y}{L}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad U = \frac{u}{V_0}, \quad V = \frac{v}{V_0}, \quad \Theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}, \quad \Psi = \frac{\psi}{\psi_0}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_0},$$

$$V_0 = \sqrt{g\beta\Delta TH}, \quad \psi_0 = V_0 H, \quad \omega_0 = \frac{V_0}{H}, \quad \Delta T = T_{\text{ч}} - T_0, \quad (2.1.17)$$

где t_0 – масштаб времени, с; τ – безразмерное время; U, V – безразмерные составляющие скорости конвекции в проекции на ось x и y соответственно; Θ – безразмерная температура; ψ_0 – масштаб функции тока, $\text{м}^2/\text{с}$; Ψ –

безразмерный аналог функции тока; ω_0 – масштаб вектора вихря, c^{-1} ; Ω – безразмерный аналог вектора вихря; $T_ч$ – начальная температура частицы, К.

После перехода к безразмерным переменным уравнения движения, Пуассона, энергии, диффузии и теплопроводности имеют вид:

$$\frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L}, \quad 0 < X < \frac{X_2}{H}; \quad \frac{Y_2}{L} < Y < \frac{Y_3}{L}, \quad \frac{X_1}{H} < X < \frac{X_2}{H}; \quad \frac{Y_3}{L} < Y < \frac{Y_4}{L}, \quad \frac{X_1}{H} < X < 1;$$

$$\frac{Y_4}{L} < Y < 1, \quad 0 < X < 1$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re_5} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) + \frac{Gr_5}{Re_5^2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}, \quad (2.1.18)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega, \quad (2.1.19)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{1}{Re_5 Pr_5} \left(\frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} \right) + \frac{Q_0 W_0 H}{\rho_5 C_5 \Delta T V_0}, \quad (2.1.20)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial X} + V \frac{\partial C_r}{\partial Y} = \frac{1}{Re_5 Sc_5} \left(\frac{\partial^2 C_r}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} \right) - \frac{HW_0}{\rho_5 V_0}; \quad (2.1.21)$$

$$\frac{Y_2}{L} < Y < \frac{Y_4}{L}, \quad 0 < X < \frac{X_1}{H}$$

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}; \quad (2.1.22)$$

$$0 < Y < \frac{Y_1}{L}, \quad 0 < X < \frac{X_2}{H}; \quad 0 < Y < \frac{Y_3}{L}, \quad \frac{X_2}{H} < X < 1$$

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (2.1.23)$$

Безразмерные комплексы (число Струхалия Sh , число Рейнольдса Re , число Грасгофа Gr , число Прандтля Pr , число Шмидта Sc , число Фурье Fo) вычислялись из соотношений [118–120]:

$$Sh = \frac{V_0 t_0}{H}, \quad (2.1.24)$$

$$Re = \frac{2V_0 H}{\nu}, \quad (2.1.25)$$

$$\text{Gr} = \frac{\beta g H^3 \Delta T}{\nu^2}, \quad (2.1.26)$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu \rho C}{\lambda}, \quad (2.1.27)$$

$$\text{Sc} = \frac{\nu}{D}, \quad (2.1.28)$$

$$\text{Fo} = \frac{\lambda t_0}{\rho C H^2}. \quad (2.1.29)$$

При задании граничных условий для уравнения вектора вихря скорости использовалась формула Вудса [120]:

$$\Omega_{0,j} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \Big|_{0,j} = \frac{8\Psi_{1,j} - \Psi_{2,j} - 7\Psi_{0,j}}{2h_x^2} - \frac{3}{h_x} \frac{\partial \Psi}{\partial X} \Big|_{0,j}, \quad (2.1.30)$$

$$\Omega_{i,0} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \Big|_{i,0} = \frac{8\Psi_{i,1} - \Psi_{i,2} - 7\Psi_{i,0}}{2h_y^2} - \frac{3}{h_y} \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \Big|_{i,0}, \quad (2.1.31)$$

где i, j – номер шага по координате x и y соответственно; h_x, h_y – величина шага по соответствующей координате.

Начальные ($\tau=0$) условия (рис. 2.1.1):

$$0 < Y < \frac{Y_1}{L}, \quad 0 < X < 1 \quad \Theta_3 = \Theta_0, \quad (2.1.32)$$

$$\frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L}, \quad \frac{X_1}{H} < X < 1,$$

$$\frac{Y_2}{L} < Y < 1, \quad 0 < X < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \Theta_1 = \Theta_3 = \Theta_0, \\ C_r = 0, \\ \Psi = 0, \\ \Omega = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.33)$$

$$Y = \frac{Y_1}{L}, 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = \frac{\lambda_3}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_3}{\partial X}, \\ \Theta_2 = \Theta_3, \\ C_r = 0, \\ \Psi = 0, \\ \Omega = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.34)$$

$$\frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L}, 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Theta_2 = \Theta_4, \\ C_r = 0, \\ \Psi = 0, \\ \Omega = 0. \end{array} \right. \quad (2.1.35)$$

Граничные ($0 < \tau < \tau_3$) условия (рис. 2.1.2):

$$X = 0, 0 < Y < \frac{Y_1}{L} \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial X} = 0; \quad (2.1.36)$$

$$X = 0, \frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_4}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.37)$$

$$X = 0, \frac{Y_2}{L} < Y < \frac{Y_4}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = 0, \\ C_r = 0, \\ \Psi = 0, \\ \Omega = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.38)$$

$$X=0, \frac{Y_4}{L} < Y < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.39)$$

$$X = \frac{X_1}{H}, \frac{Y_2}{L} < Y < \frac{Y_3}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = \frac{\lambda_4}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_4}{\partial X}, \\ \Theta_2 = \Theta_4, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.40)$$

$$X = \frac{X_1}{H}, \frac{Y_3}{L} < Y < \frac{Y_4}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = \frac{\lambda_5}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}, \\ \Theta_2 = \Theta_5, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.41)$$

$$X = \frac{X_2}{H}, \frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_3}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_3}{\partial X} = \frac{\lambda_4}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_4}{\partial X} - Q_{\text{н}} W_{\text{н}} \frac{L}{\Delta T \lambda_3}, \\ \Theta_3 = \Theta_4, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = -\frac{W_{\text{н}} L}{\rho_5 D_5}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = V; \end{array} \right. \quad (2.1.42)$$

$$X=1, 0 < Y < \frac{Y_3}{L} \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial X} = 0; \quad (2.1.43)$$

$$X=1, \frac{Y_3}{L} < Y < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.44)$$

$$Y=0, 0 < X < 1 \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = 0; \quad (2.1.45)$$

$$Y = \frac{Y_1}{L}, 0 < X < \frac{X_2}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = \frac{\lambda_4}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y} - Q_{\text{н}} W_{\text{н}} \frac{L}{\Delta T \lambda_3}, \\ \Theta_3 = \Theta_4, \\ \frac{\partial C_r}{\partial Y} = -\frac{W_{\text{н}} L}{\rho_5 D_5}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = V; \end{array} \right. \quad (2.1.46)$$

$$Y = \frac{Y_2}{L}, 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y} = \frac{\lambda_4}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y}, \\ \Theta_2 = \Theta_4, \\ \frac{\partial C_r}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.47)$$

$$Y = \frac{Y_3}{L}, \frac{X_1}{H} < X < \frac{X_2}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{\lambda_4}{\lambda_5} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y}, \\ \Theta_5 = \Theta_4, \\ \frac{\partial C_r}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.48)$$

$$Y = \frac{Y_3}{L}, \frac{X_2}{H} < X < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = \frac{\lambda_5}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} - Q_{\text{и}} W_{\text{и}} \frac{L}{\Delta T \lambda_3}, \\ \Theta_3 = \Theta_5, \\ \frac{\partial C_{\text{г}}}{\partial Y} = -\frac{W_{\text{и}} L}{\rho_5 D_5}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = V; \end{array} \right. \quad (2.1.49)$$

$$Y = \frac{Y_4}{L}, 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{\lambda_2}{\lambda_5} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y}, \\ \Theta_5 = \Theta_2, \\ \frac{\partial C_{\text{г}}}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.50)$$

$$Y = 1, 0 < X < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial C_{\text{г}}}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0. \end{array} \right. \quad (2.1.51)$$

Здесь $Q_{\text{и}}$ – тепловой эффект фазового перехода при испарении жидкости, кДж/кг; $W_{\text{и}}$ – массовая скорость испарения жидкости, кг/(м²·с).

Для вычисления массовой скорости химического реагирования паров горючего и окислителя использовалось выражение [123]:

$$W_{\text{о}} = k_0 C_{\text{о}}^n C_{\text{г}}^m \rho_5 \exp\left(-\frac{E}{RT_5}\right), \quad (2.1.52)$$

где k_0 – предэкспоненциальный множитель, с⁻¹; E – энергия активации, кДж/моль; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); n , m – постоянные ($n=m=1$).

Кинематическая вязкость смеси паров горючего с воздухом определялась по интерполяционной формуле [117]:

$$v_5 = \frac{r + wT_5}{\rho_5} 10^7, \quad (2.1.53)$$

где r , w – постоянные (для бензина $r=171$, $w=0,35$; для керосина $r=35$, $w=0,4$; для дизельного топлива $r=190$, $w=0,45$).

Коэффициент диффузии паров горючего в воздухе вычислялся по интерполяционной формуле [117]:

$$D_5 = s10^{-6} \left(\frac{T_5}{273}\right)^k, \quad (2.1.54)$$

где s , k – постоянные (для бензина $s=7,83$, $k=1,89$; для керосина $s=4,9$, $k=1,6$; для дизельного топлива $s=2,87$, $k=1,96$).

Массовая скорость испарения жидкости определялась из соотношения [124]:

$$W_{\text{и}} = \frac{A(P_{\text{и}}^{\text{н}} - P_{\text{и}})}{\sqrt{2\pi RT_{\text{п}} / M}}, \quad (2.1.55)$$

где A – коэффициент аккомодации; $P_{\text{и}}^{\text{н}}$ – давление насыщения паров жидкого горючего вещества, Н/м²; $P_{\text{и}}$ – давление паров над поверхностью, Н/м²; M – молекулярная масса жидкого горючего вещества, кг/кмоль; $T_{\text{п}}$ – температура поверхности жидкости, К.

Коэффициент аккомодации вычислялся по формуле [125]:

$$A = \frac{35}{(P_{\text{и}}^{\text{н}})^{0,56}}. \quad (2.1.56)$$

Высота парового зазора между погружающейся разогретой частицей и поверхностью жидкости ($Y_1 < L_{\text{пз1}} < Y_2$) вычислялась исходя из условия равенства сил давления частицы (давления силы тяжести частицы) P_2 и динамического давления паров горючего на нижнюю поверхность частицы (давления, обусловленного движением парогазовой смеси от границы испарения) P_1 . Глубина погружения частицы в жидкость ($Y_1 < L_{\text{пз2}} < Y_3$) и размер парового зазора между боковой поверхностью неп полностью погруженной частицы и жидкостью ($X_1 < H_{\text{пз2}} < X_2$) определялись исходя из условия равенства сил давления жидкости на боковую поверхность P_3 и

динамического давления паров горючего, движущихся вверх из–под частицы вдоль её боковых стенок P_1 .

Динамическое давление паров горючего рассчитывалось по формуле:

$$P_1 = \frac{\rho_4 v^2}{2}. \quad (2.1.57)$$

Давление силы тяжести частицы вычислялось по формуле:

$$P_2 = \rho_2 H_{ч} g_y. \quad (2.1.58)$$

Давление жидкости на боковую стенку частицы определялось из соотношения:

$$P_3 = \rho_3 L_{пз2} g_y. \quad (2.1.59)$$

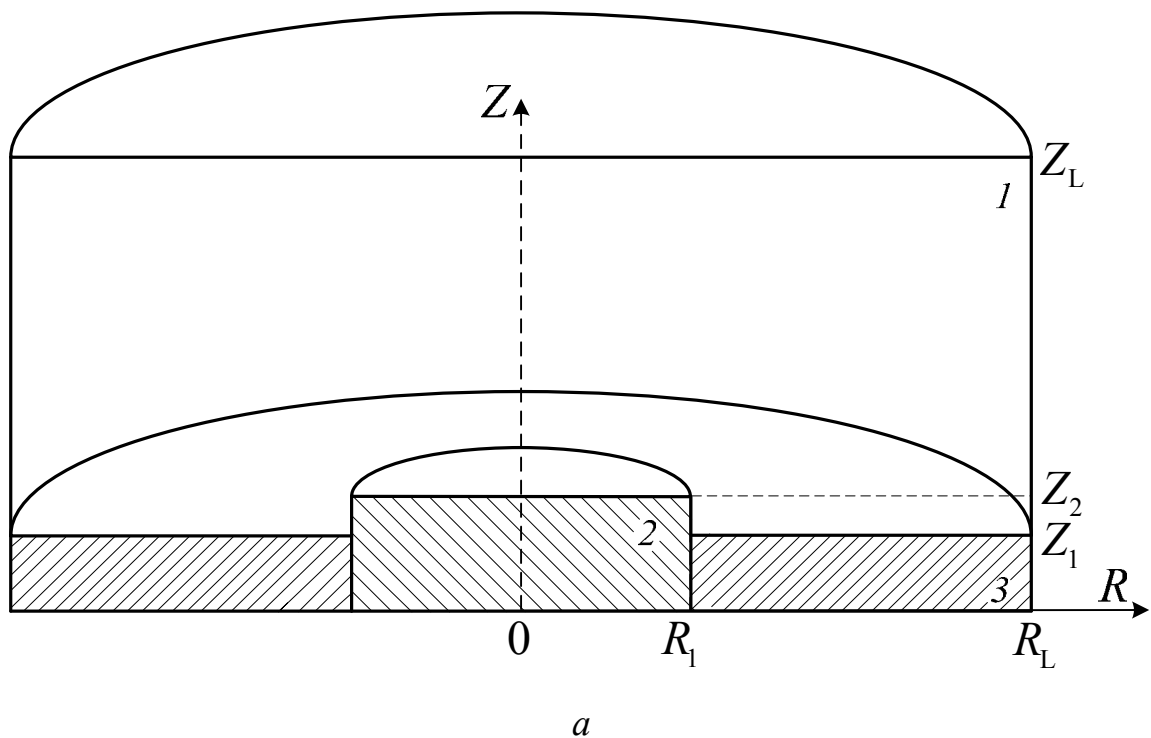
Если значения давлений P_1 и P_2 равны, то высота нижнего парового зазора относительно частицы для дальнейшего шага пересчета не изменялась. При $P_2 > P_1$ на следующей итерации высота нижней паровой прослойки уменьшалась на конечную величину. Если $P_2 < P_1$, то высота нижнего парового зазора увеличивалась. Итерации продолжались до достижения равенства $P_1 = P_2$. Если значения давления жидкости на боковую стенку частицы P_3 и давления потока паров горючего, движущегося вдоль поверхности этой стенки, P_1 равны, то величина бокового парового зазора между частицей и жидкостью для дальнейшего шага пересчета не изменялась. При $P_3 > P_1$ на следующей итерации ширина бокового парового зазора ($X_1 < H_{пз2} < X_2$) уменьшалась на конечную величину. Если $P_3 < P_1$, то ширина бокового парового зазора увеличивалась. Итерации продолжались до достижения равенства $P_1 = P_3$.

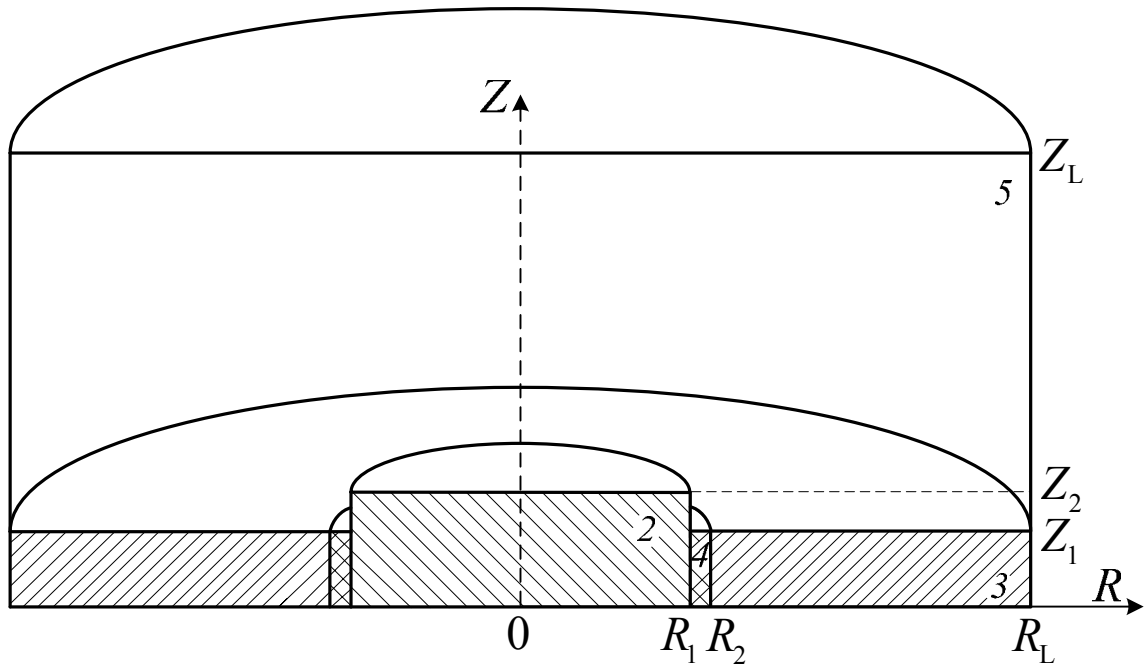
2.2 Двумерная модель тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме цилиндрического диска

Принята следующая физическая модель исследуемого процесса. В жидком горючем веществе выделен цилиндр, радиус (r_L) которого

принимался значительно большим по сравнению с аналогичным размером ($r_ч=r_1$) для частицы (рис. 2.2.1). Рассматривался случай попадания частицы в пленку жидкого топлива, разлитого по поверхности твердого тела. При этом частица полностью не погружается в жидкость (высота частицы $z_ч=z_2$ больше толщины пленки разлитой жидкости z_1).

Предполагалось, что разогретая до высоких температур частица попадает на поверхность жидкого горючего вещества и погружается в него (рис. 2.2.1, а). За счет тепла, аккумулированного в частице и выделяющегося при кристаллизации источника энергии, жидкость нагревается и происходит испарение. Вследствие этого формируется паровой зазор между частицей и жидкостью (рис. 2.2.1, б). Пары горючего начинают движение от поверхности испарения и перемешиваются с воздухом. Формируется парогазовая смесь, которая воспламеняется при достижении предельных температур и концентраций горючего в воздухе.





б

Рисунок 2.2.1. Схема области решения задачи в начальный момент времени ($\tau=0$) (а) и при $0<\tau<\tau_3$ (б): 1 – воздух, 2 – частица, 3 – жидкость, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь

Система нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных для рассматриваемой модели тепломассопереноса (рис. 2.2.1) в безразмерных переменных в цилиндрической системе координат имеет следующий вид:

для парогазовой смеси ($R_1 < R < R_2$, $0 < Z < Z_1$; $R_1 < R < R_L$, $Z_1 < Z < Z_2$; $0 < R < R_L$, $Z_2 < Z < Z_L$):

уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R\Omega; \quad (2.2.1)$$

уравнение завихренности:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \frac{\Omega}{R} = \sqrt{\frac{Pr_5}{Ra_5}} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right] + \frac{\partial \Theta_5}{\partial R}; \quad (2.2.2)$$

уравнение энергии:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_5}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_5 Pr_5}} \left[\frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_5}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Z^2} \right] + Sr_1; \quad (2.2.3)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial R} + V \frac{\partial C_r}{\partial Z} = \frac{1}{Sc_4} \sqrt{\frac{Pr_4}{Ra_4}} \left[\frac{\partial^2 C_r}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_r}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Z^2} \right] - Sr_2; \quad (2.2.4)$$

уравнение диффузии паров воды в воздухе:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_b}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_b}{\partial R} + V \frac{\partial C_b}{\partial Z} = \frac{1}{Sc_6} \sqrt{\frac{Pr_6}{Ra_6}} \left[\frac{\partial^2 C_b}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_b}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_b}{\partial Z^2} \right]; \quad (2.2.5)$$

уравнение баланса:

$$C_r + C_o + C_b = 1; \quad (2.2.6)$$

уравнение теплопроводности для частицы ($0 < R < R_1$, $0 < Z < Z_2$):

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + Sr_3; \quad (2.2.7)$$

уравнение теплопроводности для жидкости ($R_2 < R < R_L$, $0 < Z < Z_1$):

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_3}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Z^2}. \quad (2.2.8)$$

Здесь Sr_1 , Sr_2 , Sr_3 – безразмерные комплексы, характеризующие выделение энергии в результате окисления паров горючего и кристаллизации материала частицы ($Sr_1 = \frac{Q_o W_o z_L}{\rho_5 C_5 \Delta T V_M}$, $Sr_2 = \frac{z_L W_o}{\rho_4 V_M}$, $Sr_3 = \frac{Q_k W_k z_L}{z_q \Delta T \lambda_2}$); Q_k – тепловой эффект кристаллизации материала частицы, Дж/кг; W_k – массовая скорость кристаллизации, кг/(м²·с); число Рэлея ($Ra = \frac{\beta g \Delta T z_q^3 C_p}{\lambda \nu}$); индексы «1», «2», «3», «4», «5», «6» соответствуют воздуху, частице, жидкому конденсированному веществу, парам горючего, смеси паров горючего и окислителя, парам воды.

В качестве начальных ($\tau=0$) условий (рис. 2.2.1, а) принимались: $\Theta = \Theta_q$ при $0 < R < R_1$, $0 < Z < Z_2$; $\Theta = \Theta_0$ при $R_1 < R < R_L$, $0 < Z < Z_1$; $\Omega = 0$, $\Psi = 0$, $C_r = 0$, $C_b = C_{b0}$, $\Theta = \Theta_0$ при $R_1 < R < R_L$, $Z_1 < Z < Z_2$; $0 < R < R_L$, $Z_2 < Z < Z_L$. Здесь C_{b0} – начальная массовая концентрация паров воды в воздухе.

В качестве граничных условий (рис. 2.2.2, б) принимались: на границах «частица – пары горючего» ($R=R_1, 0<Z<Z_1$), «частица – парогазовая смесь» ($R=R_1, Z_1<Z<Z_2; Z=Z_2, 0<R<R_1$) граничные условия IV рода для уравнений энергии и теплопроводности, условие равенства нулю градиентов соответствующих функций – для уравнений диффузии, движения, Пуассона; на границах «жидкость – пары горючего» ($R=R_2, 0<Z<Z_1$), «парогазовая смесь – жидкость» ($Z=Z_1, R_2<R<R_L$) для уравнения энергии задавались граничные условия IV рода с учетом испарения жидкости, для уравнений диффузии, движения, Пуассона задавались граничные условия второго рода; на оси симметрии и границах ($Z=0, Z=Z_L, 0<R<R_L; R=R_L, 0<Z<Z_L; Z=Z_1, R_1<R<R_2$) для всех уравнений принималось условие равенства нулю градиентов соответствующих функций.

Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались: z_L – характерный размер области решения, м; V_m – скорость конвективных потоков вблизи границы испарения жидкости и боковой поверхности частицы, м/с; t_m – масштаб времени, с; T_m – масштаб температуры, К.

Характерные размеры парового зазора между частицей и жидкостью ($R_1<H_{пз}<R_2$) уточнялись на каждом шаге по времени. Использовались формулы (2.1.57), (2.1.59).

2.3 Двумерная модель тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме полусферы

Процессы тепломассопереноса с фазовыми переходами и химическим реагированием при зажигании пленки жидкого горючего конденсированного вещества разогретой частицей в форме полусферы исследовались в системе, приведенной на рисунке 2.3.1.

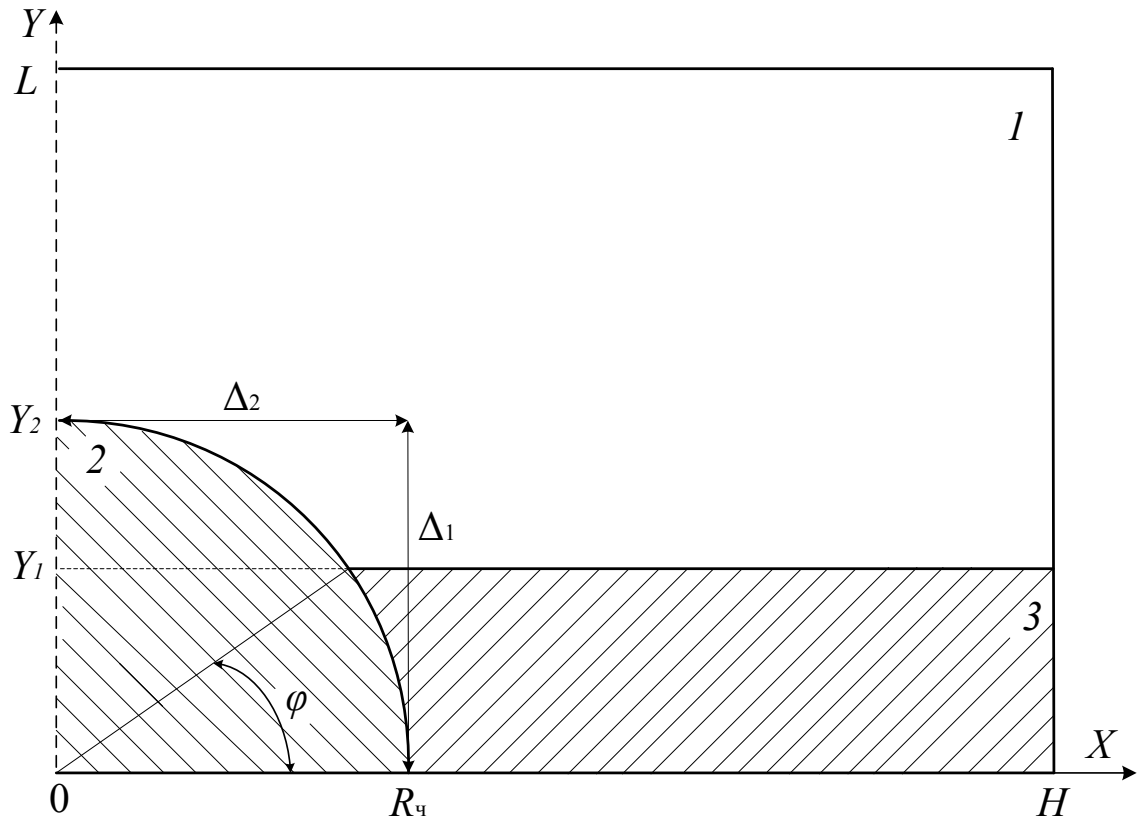


Рисунок 2.3.1. Схема области решения задачи: 1 – парогазовая смесь, 2 – разогретая частица, 3 – жидкое конденсированное вещество

При анализе условий тепломассопереноса не учитывался процесс формирования парового зазора между частицей и жидкостью, как в п. 2.1, 2.2. Этот фактор достаточно сложно учесть при сопряжении сферической и декартовой координатных сеток. Моделировались условия идеального контакта (рис. 2.3.1).

Математическая модель тепломассопереноса для представленной на рисунке 2.3.1 системы в безразмерных переменных имеет вид ($0 < \tau < \tau_3$):

для парогазовой смеси ($\varphi_{ж} < \varphi < \pi/2$, $\Delta_2 < X < H$, $Y_1 < Y < \Delta_1$; $0 < X < H$, $Y_2 < Y < L$):

уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega; \quad (2.3.1)$$

уравнение завихренности:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re_1} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right] + \frac{Gr_1}{Re_1^2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial X}; \quad (2.3.2)$$

уравнение энергии:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} = \frac{1}{Re_1 Pr_1} \left[\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Y^2} \right] + Sr_1; \quad (2.3.3)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial X} + V \frac{\partial C_r}{\partial Y} = \frac{1}{Re_4 Sc_4} \left[\frac{\partial^2 C_r}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} \right] - Sr_2; \quad (2.3.4)$$

уравнение диффузии паров воды в воздухе:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_b}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_b}{\partial X} + V \frac{\partial C_b}{\partial Y} = \frac{1}{Re_5 Sc_5} \left[\frac{\partial^2 C_b}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_b}{\partial Y^2} \right]; \quad (2.3.5)$$

уравнение баланса:

$$C_r + C_o + C_b = 1; \quad (2.3.6)$$

уравнение теплопроводности для частицы ($0 < R < R_q$, $0 < \varphi < \pi/2$):

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \sin(\varphi)} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\sin(\varphi) \frac{\partial \Theta_2}{\partial \varphi} \right] + Sr_4; \quad (2.3.7)$$

уравнение теплопроводности для жидкости ($0 < \varphi < \varphi_{ж}$, $\Delta_2 < X < H$, $0 < Y < \Delta_1$):

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (2.3.8)$$

Здесь $\Delta_1 = \sin(\varphi)$; $\Delta_2 = \cos(\varphi)$; $\varphi_{ж} = \arcsin(Y_1/R_q)$; Sr_4 – безразмерный комплекс, характеризующий выделение энергии в результате кристаллизации материала частицы ($Sr_4 = \frac{Q_k W_k h}{r_q \Delta T \lambda_2}$); индексы «1», «2», «3», «4», «5» соответствуют смеси паров горючего и окислителя, частице, жидкому конденсированному веществу, парам горючего, парам воды.

На рисунке 2.3.2 приведена схема области решения задачи с соответствующими разностными сетками. При численном моделировании для пленки жидкого горючего вещества и парогазовой смеси использовалась прямоугольная разностная сетка. Для разогретой частицы, представляющей полусферу, применялась сферическая разностная сетка. На границах между

где τ – шаг сетки по времени; h_r, h_φ – шаги сетки по пространственным координатам r, φ ; i, j – номера узлов сетки по r, φ ; n – номер узла сетки по τ .

Для построения разностных аналогов дифференциальных уравнений (2.3.1) – (2.3.6), (2.3.8) использовалась неравномерная прямоугольная сетка вследствие сопряжения узлов прямоугольной и сферической сеток. Временные узлы аналогичны используемым для сферической сетки.

Пространственные узлы в точках x_i, y_j записывались следующим образом:

$$x_i = ih_x, h_x = R_q(\cos(\varphi_{N_x-i-1}) - \cos(\varphi_{N_x-i})), i = 0, 1, \dots, N_x;$$

$$y_j = jh_y, h_y = R_q(\sin(\varphi_j) - \sin(\varphi_{j-1})), j = 0, 1, \dots, N_y,$$

где h_x, h_y – шаги сетки по пространственным координатам x, y ; i, j – номера узлов сетки по x, y .

При $X > \Delta_2$ применялся равномерный шаг $h_x = (H - R_q)/(N_x - N_r)$. Аналогично по координате y при $Y > \Delta_1$ пространственный шаг составлял $h_y = (L - R_q)/(N_y - N_r)$.

Начальные и граничные условия задавались аналогично постановке, приведенной п. 2.2.

2.4 Одномерная модель тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме параллелепипеда неограниченной длины

При численном моделировании взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих при зажигании конденсированных веществ различными источниками энергии, как правило, используются математические модели разного уровня [92]. Одной из приоритетных задач в таких исследованиях является обоснование приближения теоретической модели к реальным процессам (ее адекватности) и возможности учета

большой группы значимых факторов и реальных условий протекания процесса.

В п. 2.1–2.3 приведены двумерные модели тепломассопереноса, каждая из которых является достаточно сложной при численной реализации. Часто для прогностического анализа процессов тепломассопереноса необходимы относительно простые модели, не требующие применения мощных вычислительных машин и больших ресурсов времени. Целесообразно создание таких моделей и для решения задач тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ локальными источниками энергии.

Очевидно, что простое решение такой задачи невозможно, потому что многофакторность рассматриваемого процесса зажигания не допускает, как показывают результаты выполненных исследований, простого исключения из рассмотрения группы некоторых физических или химических процессов. Необходимо введение в упрощенные модели группы параметров, которые бы компенсировали полностью (или в значительной степени) отход от плоского (не говоря уже о пространственном) моделирования. Такая трансформация подходов (п. 2.1–2.3) возможна только при введении в рассмотрение новых параметров, содержание и численные значения которых определяются по результатам полномасштабного пространственного или плоского моделирования основных физико-химических процессов, протекающих при зажигании жидких топлив. Следует отметить, что использование даже самых современных экспериментальных методик позволяет получить только, в основном, интегральные характеристики, например, времена задержки или предельные температуры зажигания с достаточно значимыми (20÷25 %) отклонениями отдельных результатов измерений от средних значений. Определение же температурных полей в зоне зажигания жидкостей практически невозможно вследствие малых характерных времен процесса.

Перенос массы и энергии по обеим поперечным координатам (п. 2.1) в рамках одномерной модели может быть учтен введением в рассмотрение

коэффициента теплообмена на границе «боковая поверхность частицы – поток паров горючего».

На рисунке 2.4.1 показана схема области решения одномерной задачи.

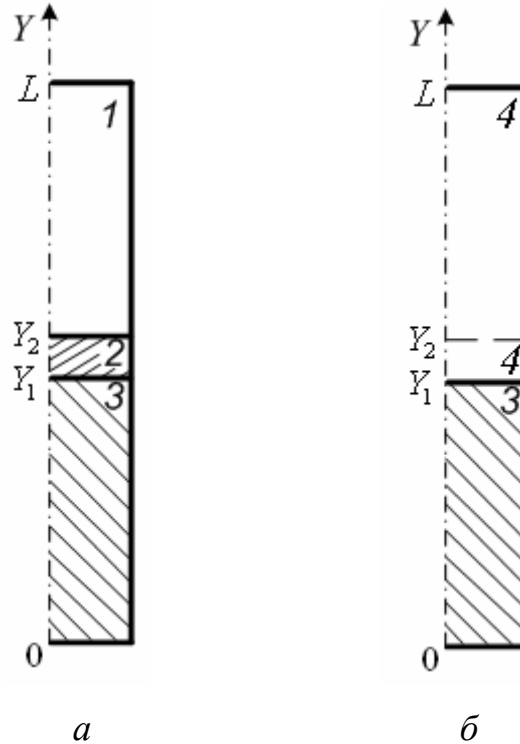


Рисунок 2.4.1. Схема области решения задачи для одномерной модели в начальный момент времени (а) и при $0 < \tau < \tau_3$ (б): 1 – воздух, 2 – частица, 3 – жидкость, 4 – парогазовая смесь

Задача решалась в два этапа. Предполагалось, что в начальный момент времени ($\tau=0$) разогретая частица находится на поверхности жидкого конденсированного вещества. Считалось, что источник нагрева не погружается в вещество, а на границе «частица – жидкость» обеспечивается идеальный контакт (рис. 2.4.1). За счет энергии частицы жидкость разогревается. Интенсифицируется испарение жидкого вещества. Вследствие этого возрастает концентрация паров горючего в газовой фазе вблизи поверхности жидкости. За счет теплообмена частицы с парогазовой смесью последняя разогревается. При достижении критических температур и

концентраций паров горючего формирующаяся парогазовая смесь воспламеняется.

Система уравнений, описывающая исследуемые процессы теплопереноса, в безразмерных переменных на первом этапе решения (рис. 2.4.1, а) имеет следующий вид:

уравнение Пуассона для парогазовой смеси ($Y_2 < Y < 1$):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega; \quad (2.4.1)$$

уравнение завихренности для парогазовой смеси ($Y_2 < Y < 1$):

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re_4} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} + \frac{Gr_4}{Re_4^2} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y}; \quad (2.4.2)$$

уравнение энергии для парогазовой смеси ($Y_2 < Y < 1$):

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_4}{\partial \tau} + V \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y} = \frac{1}{Re_4 Pr_4} \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} + Sr_5; \quad (2.4.3)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе ($Y_2 < Y < 1$):

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + V \frac{\partial C_r}{\partial Y} = \frac{1}{Re_4 Sc_4} \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} - Sr_6; \quad (2.4.4)$$

уравнение баланса ($Y_2 < Y < 1$):

$$C_r + C_o = 1; \quad (2.4.5)$$

уравнение теплопроводности для частицы ($Y_1 < Y < Y_2$):

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}; \quad (2.4.6)$$

уравнение теплопроводности для жидкости ($0 < Y < Y_1$):

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (2.4.7)$$

Здесь Sr_5 , Sr_6 – безразмерные комплексы, характеризующие выделение энергии в результате окисления паров горючего ($Sr_5 = \frac{Q_o W_o l}{\rho_4 C_4 \Delta T V_m}$, $Sr_6 = \frac{W_o l}{\rho_4 V_m}$).

На втором этапе (рис. 2.4.1, б) для парогазовой смеси при $Y_2 < Y < 1$ уравнения Пуассона, движения, энергии, диффузии и баланса записывались

аналогично (2.4.1) – (2.4.5). Уравнение теплопроводности для жидкости ($0 < Y < Y_1$) имеет вид (2.4.7).

При $Y_1 < Y < Y_2$ уравнения Пуассона, движения, диффузии и баланса, записывались аналогично (2.4.1), (2.4.2), (2.4.4), (2.4.5). Однако, уравнение энергии для парогазовой смеси в отличие от (2.4.3) учитывает переток тепла по координате X :

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_4}{\partial \tau} + V \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y} = \frac{1}{Re_4 Pr_4} \frac{\partial^2 \Theta_4}{\partial Y^2} + Sr_5 + Sr_7, \quad (2.4.8)$$

где Sr_7 – безразмерный комплекс, характеризующий переток энергии по

координате X ($Sr_7 = \frac{l}{\rho_4 C_4 \Delta T V_M} \frac{\alpha(T_2^* - T_4)}{d^*}$); T_2^* – температура частицы на

участке $Y_1 < Y < Y_2$, вычисленная на первом этапе решения одномерной задачи;

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); d^* – поперечный характерный размер, м.

Коэффициент теплоотдачи при течении паров горючего вдоль боковой поверхности частицы определялся по формуле [126]:

$$\alpha = \frac{\lambda_4}{l_{\text{ч}}} Nu,$$

где Nu – число Нуссельта ($Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43}$ [126]).

Нередко для инженерных расчетов требуются максимально упрощенные постановки, для реализации которых достаточны минимальные вычислительные ресурсы. Приведенная выше математическая модель для одномерной задачи включает сложные конвективные члены. Анализ показывает, что максимальное упрощение постановки может быть достигнуто принятием диффузионной модели массопереноса в газовой фазе.

В этом случае вместо дифференциальных уравнений (2.4.1) – (2.4.8) записывается следующая система:

уравнение энергии для парогазовой смеси:

$$\frac{1}{Fo_4} \frac{\partial \Theta_4}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_4}{\partial Y^2} + Sr_8; \quad (2.4.9)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе:

$$\frac{\partial C_r}{\partial \tau} = Sr_9 \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} - Sr_{10}; \quad (2.4.10)$$

уравнение баланса:

$$C_r + C_o = 1; \quad (2.4.11)$$

уравнение теплопроводности для частицы:

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}; \quad (2.4.12)$$

уравнение теплопроводности для жидкости:

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (2.4.13)$$

уравнение энергии для парогазовой смеси с учетом перетока тепла по координате X :

$$\frac{1}{Fo_4} \frac{\partial \Theta_4}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_4}{\partial Y^2} + Sr_8 + Sr_{11}. \quad (2.4.14)$$

Здесь $Sr_8, S_9, Sr_{10}, Sr_{11}$ – безразмерные комплексы, характеризующие выделение энергии в результате реакции окисления паров горючего и

переток тепла по поперечной координате ($Sr_8 = \frac{Q_o W_o l^2}{\lambda_4 \Delta T}$, $Sr_9 = \frac{D_4 t_0}{l^2}$,

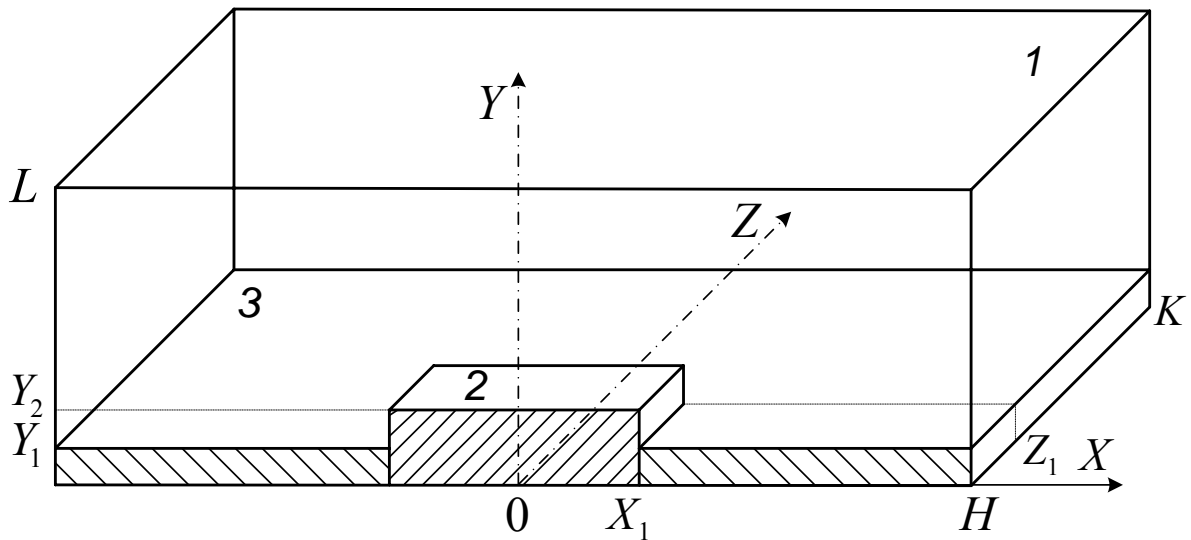
$$Sr_{10} = \frac{W_o t_0}{\rho_4}, Sr_{11} = \frac{l}{\lambda_4} \frac{\alpha(\Theta_2^* - \Theta_4)}{D^*}).$$

Следует отметить, что для диффузионной модели значения α и D^* определяются из результатов решения более сложных задач тепломассопереноса (п. 2.1–2.3).

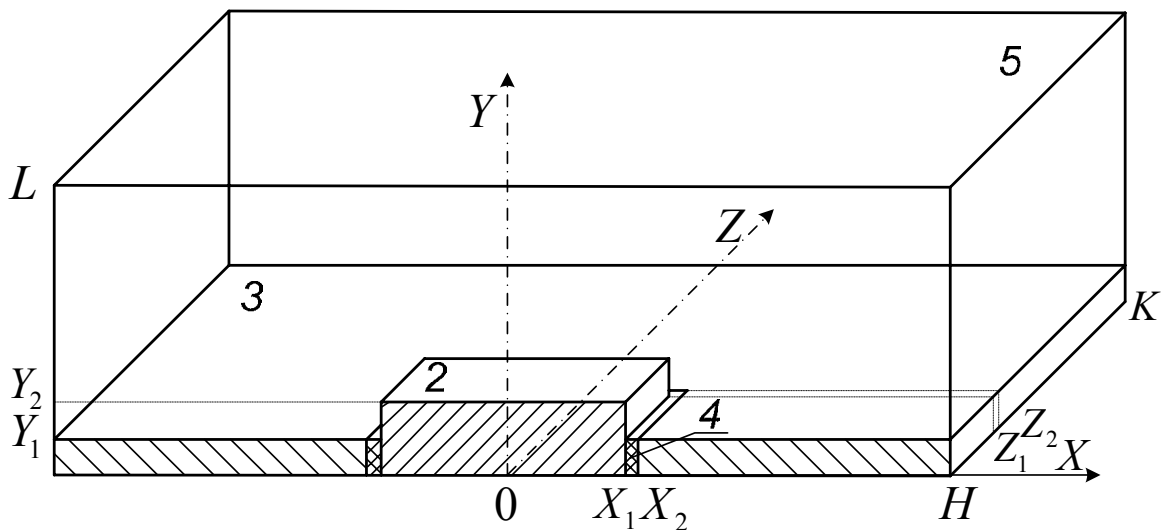
Начальные и граничные условия для одномерных задач выставлялись аналогично двумерной постановке (п. 2.1).

2.5 Пространственная модель тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества одиночной частицей в форме параллелепипеда

Рассматривалась система «разогретая частица в форме параллелепипеда – пленка жидкого конденсированного вещества – окислитель» (рис. 2.5.1).



а



б

Рисунок 2.5.1. Схема области решения задачи в начальный момент времени (а) и при $0 < \tau < \tau_3$ (б): 1 – воздух, 2 – частица, 3 – жидкость, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь

Источник тепла представлял собой частицу расплава металла, покрытого оболочкой закристаллизовавшегося вещества. Процессы тепломассопереноса исследовались на пленке типичного жидкого топлива, разлитого на поверхности твердого тела. Решалась осесимметричная задача в декартовой системе координат (рис. 2.5.1).

Считалось, что разогретая до высоких температур частица попадает на поверхность жидкого горючего вещества и погружается в него (рис. 2.5.1, а). Жидкость нагревается за счет тепла, аккумулированного в частице и выделяющегося при кристаллизации металла. Происходит испарение горючего. Это приводит к формированию парового зазора между частицей и жидкостью вблизи боковых граней источника нагрева (рис. 2.5.1, б). Вследствие интенсивного испарения резко увеличивается концентрация горючего в газовой области вокруг частицы. Пары горючего перемешиваются с воздухом, содержащим пары воды. Формируется парогазовая смесь. За счет диффузии паров горючего и воды в воздухе меняется состав смеси. При достижении определенных температур парогазовой смеси и концентраций в ней горючего реализуются условия воспламенения.

При решении задачи тепломассопереноса в жидкости и воздухе выделялись области, существенно превышающие размеры частицы ($H=L=K=20 \cdot 10^{-3}$ м). Источник нагрева представляет разогретую частицу в форме параллелепипеда малых размеров ($h_q=k_q=4 \cdot 10^{-3}$ м, $l_q=1,4 \cdot 10^{-3}$ м).

Применение переменных «функция тока – вектор вихря скорости» [119–122] для пространственных постановок затруднено тем, что для трехмерного течения нельзя ввести функцию тока Ψ . В таких случаях можно применить векторные потенциалы [120]:

$$\Psi = \Psi_x \vec{i} + \Psi_y \vec{j} + \Psi_z \vec{k}, \quad (2.5.1)$$

$$\Omega = \Omega_x \vec{i} + \Omega_y \vec{j} + \Omega_z \vec{k}. \quad (2.5.2)$$

Система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений для рассматриваемой задачи тепломассопереноса (рис. 2.5.1) в безразмерных переменных имеет следующий вид:

$$X_1/H < X < X_2/H, 0 < Y < Y_1/L, Z_1/K < Z < Z_2/K; X_1/H < X < 1, Y_1/L < Y < Y_2/L, Z_1/K < Z < 1; 0 < X < 1, Y_2/L < Y < 1, 0 < Z < 1$$

уравнения Пуассона для парогазовой смеси:

$$\frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial Z^2} = \Omega_x, \quad (2.5.3)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial Z^2} = \Omega_y, \quad (2.5.4)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial Z^2} = \Omega_z; \quad (2.5.5)$$

уравнения завихренности для парогазовой смеси:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega_x}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_x}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_x}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_x}{\partial Z} = \frac{1}{Re_5} \left[\frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial Z^2} \right] + \frac{Gr_5}{Re_5^2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y}, \quad (2.5.6)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega_y}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_y}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_y}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_y}{\partial Z} = \frac{1}{Re_5} \left[\frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial Z^2} \right] + \frac{Gr_5}{Re_5^2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}, \quad (2.5.7)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega_z}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega_z}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega_z}{\partial Y} + W \frac{\partial \Omega_z}{\partial Z} = \frac{1}{Re_5} \left[\frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial Z^2} \right]; \quad (2.5.8)$$

уравнение энергии для парогазовой смеси:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} + W \frac{\partial \Theta_5}{\partial Z} = \frac{1}{Re_5 Pr_5} \left[\frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Z^2} \right] + Sr_{12}; \quad (2.5.9)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial X} + V \frac{\partial C_r}{\partial Y} + W \frac{\partial C_r}{\partial Z} = \frac{1}{Re_4 Sc_4} \left[\frac{\partial^2 C_r}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Z^2} \right] - Sr_{13}; \quad (2.5.10)$$

уравнение диффузии паров воды в воздухе:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_b}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_b}{\partial X} + V \frac{\partial C_b}{\partial Y} + W \frac{\partial C_b}{\partial Z} = \frac{1}{Re_6 Sc_6} \left[\frac{\partial^2 C_b}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_b}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 C_b}{\partial Z^2} \right]; \quad (2.5.11)$$

уравнение баланса:

$$C_r + C_b + C_o = 1; \quad (2.5.12)$$

уравнение теплопроводности для частицы ($0 < X < X_1/H, 0 < Y < Y_1/L, 0 < Z < Z_1/K$):

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + Sr_{14}; \quad (2.5.13)$$

уравнение теплопроводности для жидкости ($X_2/H < X < 1$, $0 < Y < Y_1/L$, $Z_2/K < Z < 1$):

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Z^2}. \quad (2.5.14)$$

Здесь Sr_{12} , Sr_{13} , Sr_{14} – безразмерные комплексы, характеризующие выделение энергии в результате реакции окисления паров горючего и кристаллизации

материала частицы ($Sr_{12} = \frac{Q_0 W_0 L}{\rho_5 C_5 \Delta T V_M}$, $Sr_{13} = \frac{W_0 L}{\rho_4 V_M}$, $Sr_{14} = \frac{Q_K W_K L}{l_{\text{ч}} \Delta T \lambda_2}$).

Поле скоростей определялось исходя из выражений [120]:

$$U = \frac{\partial \Psi_z}{\partial Y} - \frac{\partial \Psi_y}{\partial Z}, \quad V = \frac{\partial \Psi_x}{\partial Z} - \frac{\partial \Psi_z}{\partial X}, \quad W = \frac{\partial \Psi_y}{\partial X} - \frac{\partial \Psi_x}{\partial Y}. \quad (2.5.15)$$

В качестве начальных ($\tau=0$) условий (рис. 2.5.1, а) принимались: $\Theta = \Theta_{\text{ч}}$ при $0 < Z < Z_1/K$, $0 < X < X_1/H$, $0 < Y < Y_2/L$; $\Theta = \Theta_0$ при $Z_1/K < Z < 1$, $X_1/H < X < 1$, $0 < Y < Y_1/L$; $\Omega = 0$, $\Psi = 0$, $C_r = 0$, $C_b = C_{b0}$, $\Theta = \Theta_0$ при $Z_1/K < Z < 1$, $X_1/H < X < 1$, $Y_1/L < Y < Y_2/L$ и $0 < Z < 1$, $0 < X < 1$, $Y_2/L < Y < 1$. Здесь C_{b0} – начальная массовая концентрация паров воды в воздухе.

В качестве граничных условий (рис. 2.5.1, б) принимались: на границах «частица – пары горючего» ($X = X_1/H$, $0 < Z < Z_1/K$, $0 < Y < Y_1/L$; $Z = Z_1/K$, $0 < X < X_1/H$, $0 < Y < Y_1/L$), «частица – парогазовая смесь» ($X = X_1/H$, $0 < Z < Z_1/K$, $Y_1/L < Y < Y_2/L$; $Z = Z_1/K$, $0 < X < X_1/H$, $Y_1/L < Y < Y_2/L$) граничные условия IV рода для уравнений энергии и теплопроводности, условие равенства нулю градиентов соответствующих функций – для уравнений диффузии, движения, Пуассона; на границах «жидкость – пары горючего» ($X = X_2/H$, $0 < Z < Z_2/K$, $0 < Y < Y_1/L$; $Z = Z_2/K$, $0 < X < X_2/H$, $0 < Y < Y_1/L$), «парогазовая смесь – жидкость» ($Y = Y_1/L$, $X_2/H < X < 1$, $Z_2/K < Z < 1$) для уравнения энергии задавались граничные условия IV рода с учетом испарения жидкости, для уравнений диффузии, движения, Пуассона задавались граничные условия второго рода; на оси симметрии и границах ($X = 1$, $0 < Z < 1$, $0 < Y < 1$; $Z = 1$, $0 < X < 1$, $0 < Y < 1$; $Y = 1$, $0 < X < 1$, $0 < Z < 1$; $Y = Y_1/L$, $X_1/H < X < X_2/H$, $0 < Z < Z_2/K$; $Y = Y_1/L$, $0 < X < X_1/H$, $Z_1/K < Z < Z_2/K$) для всех уравнений

принималось условие равенства нулю градиентов соответствующих функций.

Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались: L – характерный размер области решения, м; V_m – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи границы испарения жидкости и боковой поверхности частицы, м/с; t_m – масштаб времени, с; T_m – масштаб температуры, К.

Характерные размеры парового зазора между частицей и жидкостью ($X_1/H < H_{пз} < X_2/H$, $Z_1/K < K_{пз} < Z_2/K$) уточнялись на каждом шаге по времени по алгоритму, описанному в п. 2.1.

2.6 Методы решения

На примере двумерной модели, приведенной в п. 2.1, ниже рассмотрены разработанный алгоритм и использованные методы численного решения задач тепломассопереноса.

Так, для решения системы дифференциальных уравнений (2.1.18) – (2.1.23) с соответствующими начальными и граничными условиями (2.1.32) – (2.1.51) использовался широко распространенный метод конечных разностей (МКР) [127–131]. Разностные аналоги дифференциальных уравнений энергии и диффузии решались локально-одномерным методом [127]. Анализ [127–131] показывает, что этот метод среди известных (например, метод расщепления, метод переменных направлений, локально-одномерный метод) является наиболее простым в численной реализации. При решении же уравнений эллиптического вида (уравнения неразрывности и движения в переменных «функция тока – вектор вихря скорости») использовался метод переменных направлений [127]. Для решения нелинейных уравнений применялся метод простых итераций [132].

Согласно МКР от системы нелинейных двумерных дифференциальных уравнений осуществлен переход к системе одномерных разностных

уравнений, которая решена методом прогонки с использованием неявной четырехточечной разностной схемы [127]. Применение такой схемы обусловлено хорошей сходимостью и ее обширным использованием при решении сложных задач механики жидкости, газа и плазмы и тепломассопереноса.

Следует отметить, что для повышения точности решения устанавливалось не менее 200 узлов разностной сетки по каждой из координат и использовался неравномерный шаг по времени (в размерных переменных $1 \cdot 10^{-4} \div 1 \cdot 10^{-6}$ с). Вычисления проводились сквозной прогонкой через выделенную область решения.

2.6.1 Решение уравнения энергии

Уравнение энергии в безразмерных переменных имеет вид:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{1}{RePr} \left(\frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} \right) + \frac{Q_0 W_0 H}{\rho_5 C_5 \Delta T V_0}. \quad (2.6.1.1)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского [127] выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.6.1.1):

$$\begin{aligned} & \frac{1}{Sh} \frac{\Theta_{5i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{5i,j}^n}{\tau} + U_{i,j}^n \frac{\Theta_{5i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{5i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2h_x} - |U_{i,j}^n| \frac{\Theta_{5i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2\Theta_{5i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{5i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2h_x} = \\ & = \frac{1}{RePr} \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{RePr h_x}{2} \right)^{-1} \frac{\Theta_{5i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2\Theta_{5i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{5i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_x^2} \right] + \frac{Q_0 W_0 H}{\rho_5 C_5 \Delta T V_0}, \quad (2.6.1.2) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\Theta_{5i,j}^{n+1} - \Theta_{5i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} + V_{i,j}^n \frac{\Theta_{5i,j+1}^{n+1} - \Theta_{5i,j-1}^{n+1}}{2h_y} - |V_{i,j}^n| \frac{\Theta_{5i,j+1}^{n+1} - 2\Theta_{5i,j}^{n+1} + \Theta_{5i,j-1}^{n+1}}{2h_y} =$$

$$= \frac{1}{\text{RePr}} \left[\left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{RePr} h_y}{2} \right)^{-1} \frac{\Theta_{5i,j+1}^{n+1} - 2\Theta_{5i,j}^{n+1} + \Theta_{5i,j-1}^{n+1}}{h_y^2} \right] + \frac{Q_0 W_0 H}{\rho_5 C_5 \Delta T V_0}. \quad (2.6.1.3)$$

В приведенных схемах использовались аппроксимации конвективных членов, усредненные 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 [127].

Известно [120] несколько схем для определения значений скоростей $V_{i,j}^n$ и $U_{i,j}^n$ (например, «с разностями по потоку», «с разностями против потока»). Наиболее широкое применение получили транспортные и консервативные схемы, так как они обеспечивают сходимость и устойчивость решений. Поэтому для определения значений скоростей $V_{i,j}^n$ и $U_{i,j}^n$ применялась вторая схема «с разностями против потока» [120].

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [127]:

$$A_i \Theta_{5i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \Theta_{5i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \Theta_{5i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.6.1.4)$$

$$A_j \Theta_{5i,j+1}^{n+1} - B_j \Theta_{5i,j}^{n+1} + C_j \Theta_{5i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.6.1.5)$$

где

$$A_i = \frac{1}{\text{RePr} h_x^2} \left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{RePr} h_x}{2} \right)^{-1} - \frac{U_{i,j}^n}{2h_x} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2h_x}, \quad (2.6.1.6)$$

$$B_i = \frac{2}{\text{RePr} h_x^2} \left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{RePr} h_x}{2} \right)^{-1} + \frac{|U_{i,j}^n|}{h_x} + \frac{1}{\text{Sh}\tau}, \quad (2.6.1.7)$$

$$C_i = \frac{1}{\text{RePr} h_x^2} \left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{RePr} h_x}{2} \right)^{-1} + \frac{U_{i,j}^n}{2h_x} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2h_x}, \quad (2.6.1.8)$$

$$F_i = -\frac{\Theta_{5i,j}^n}{\text{Sh}\tau} - \frac{Q_0 W_0 H}{\rho_5 C_5 \Delta T \cdot V_0}; \quad (2.6.1.9)$$

$$A_j = \frac{1}{\text{RePr} h_y^2} \left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{RePr} h_y}{2} \right)^{-1} - \frac{V_{i,j}^n}{2h_y} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2h_y}, \quad (2.6.1.10)$$

$$B_j = \frac{2}{\text{RePr}h_y^2} \left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{RePr}h_y}{2}\right)^{-1} + \frac{|V_{i,j}^n|}{h_y} + \frac{1}{\text{Sh}\tau}, \quad (2.6.1.11)$$

$$C_j = \frac{1}{\text{RePr}h_y^2} \left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{RePr}h_y}{2}\right)^{-1} + \frac{V_{i,j}^n}{2h_y} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2h_y}, \quad (2.6.1.12)$$

$$F_i = -\frac{\Theta_{5i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\text{Sh}\tau} - \frac{Q_0 W_0 H}{\rho_5 C_5 \Delta T V_0}. \quad (2.6.1.13)$$

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 [127]. 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 решалась система уравнений (2.6.1.4), (2.6.1.6) – (2.6.1.9). На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.6.1.5), (2.6.1.10) – (2.6.1.13).

2.6.2 Решение уравнений теплопроводности

Уравнение теплопроводности для частицы в безразмерных переменных имеет вид:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}. \quad (2.6.2.1)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского [127] выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.6.2.1):

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{2i,j}^n}{\tau} = \frac{\Theta_{2i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2\Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{2i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_x^2}, \quad (2.6.2.2)$$

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\Theta_{2i,j}^{n+1} - \Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} = \frac{\Theta_{2i,j+1}^{n+1} - 2\Theta_{2i,j}^{n+1} + \Theta_{2i,j-1}^{n+1}}{h_y^2}. \quad (2.6.2.3)$$

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [127]:

$$A_i \Theta_{2i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \Theta_{2i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.6.2.4)$$

$$A_j \Theta_{2i,j+1}^{n+1} - B_j \Theta_{2i,j}^{n+1} + C_j \Theta_{2i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.6.2.5)$$

где

$$A_i = \frac{1}{h_x^2}, \quad (2.6.2.6)$$

$$B_i = \frac{2}{h_x^2} + \frac{1}{\text{Fo}_2 \tau}, \quad (2.6.2.7)$$

$$C_i = \frac{1}{h_x^2}, \quad (2.6.2.8)$$

$$F_i = -\frac{\Theta_{2i,j}^n}{\text{Fo}_2 \tau}; \quad (2.6.2.9)$$

$$A_j = \frac{1}{h_y^2}, \quad (2.6.2.10)$$

$$B_j = \frac{2}{h_y^2} + \frac{1}{\text{Fo}_2 \tau}, \quad (2.6.2.11)$$

$$C_j = \frac{1}{h_y^2}, \quad (2.6.2.12)$$

$$F_j = -\frac{\Theta_{2i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\text{Fo}_2 \tau}. \quad (2.6.2.13)$$

На первом полушаге по времени из граничных условий на левой границе области решения уравнения теплопроводности для частицы вычислялись прогоночные коэффициенты α_0 и β_0 . Далее прямой прогонкой определялись коэффициенты α_i и β_i в каждом узде сетки [127]. После нахождения значений температуры на правой границе области решения

уравнения теплопроводности для твердой фазы из соответствующего граничного условия выполнялась обратная прогонка, в ходе которой определялись значения температуры в каждом узле сетки [127]. Таким образом решалась система уравнений (2.6.2.4), (2.6.2.6) – (2.6.2.9). На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.6.2.5), (2.6.2.10) – (2.6.2.13).

Уравнение теплопроводности для жидкого вещества в безразмерных переменных имеет вид:

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (2.6.2.14)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского [127] выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.6.2.14):

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\Theta_{3i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Theta_{3i,j}^n}{\tau} = \frac{\Theta_{3i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2\Theta_{3i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Theta_{3i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_x^2}, \quad (2.6.2.15)$$

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\Theta_{3i,j}^{n+1} - \Theta_{3i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} = \frac{\Theta_{3i,j+1}^{n+1} - 2\Theta_{3i,j}^{n+1} + \Theta_{3i,j-1}^{n+1}}{h_y^2}. \quad (2.6.2.16)$$

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [127]:

$$A_i \Theta_{3i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \Theta_{3i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \Theta_{3i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.6.2.17)$$

$$A_j \Theta_{3i,j+1}^{n+1} - B_j \Theta_{3i,j}^{n+1} + C_j \Theta_{3i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.6.2.18)$$

где

$$A_i = \frac{1}{h_x^2}, \quad (2.6.2.19)$$

$$B_i = \frac{2}{h_x^2} + \frac{1}{Fo_3 \tau}, \quad (2.6.2.20)$$

$$C_i = \frac{1}{h_x^2}, \quad (2.6.2.21)$$

$$F_i = -\frac{\Theta_{3i,j}^n}{\text{Fo}_3 \tau}; \quad (2.6.2.22)$$

$$A_j = \frac{1}{h_y^2}, \quad (2.6.2.23)$$

$$B_j = \frac{2}{h_y^2} + \frac{1}{\text{Fo}_3 \tau}, \quad (2.6.2.24)$$

$$C_j = \frac{1}{h_y^2}, \quad (2.6.2.25)$$

$$F_j = -\frac{\Theta_{3i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\text{Fo}_3 \tau}. \quad (2.6.2.26)$$

Решение уравнения теплопроводности для жидкости выполнялось аналогично решению уравнения теплопроводности для источника нагрева.

2.6.3 Решение уравнения диффузии паров горючего

Уравнение диффузии паров горючего в среде окислителя в безразмерных переменных имеет вид:

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial X} + V \frac{\partial C_r}{\partial Y} = \frac{1}{\text{ReSc}} \left(\frac{\partial^2 C_r}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} \right) - \frac{HW_o}{\rho_5 V_0}. \quad (2.6.3.1)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского [127] выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.6.3.1):

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\text{Sh}} \frac{C_{\Gamma i,j}^{n+\frac{1}{2}} - C_{\Gamma i,j}^n}{\tau} + U_{i,j}^n \frac{C_{\Gamma i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - C_{\Gamma i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2h_x} - |U_{i,j}^n| \frac{C_{\Gamma i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2C_{\Gamma i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_{\Gamma i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2h_x} = \\ & = \frac{1}{\text{ReSc}} \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{ReSch}_x}{2} \right)^{-1} \frac{C_{\Gamma i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2C_{\Gamma i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_{\Gamma i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_x^2} \right] - \frac{HW_o}{\rho_5 V_0}, \end{aligned} \quad (2.6.3.2)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\text{Sh}} \frac{C_{\Gamma i,j}^{n+1} - C_{\Gamma i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} + V_{i,j}^n \frac{C_{\Gamma i+1,j}^{n+1} - C_{\Gamma i-1,j}^{n+1}}{2h_y} - |V_{i,j}^n| \frac{C_{\Gamma i,j+1}^{n+1} - 2C_{\Gamma i,j}^{n+1} + C_{\Gamma i,j-1}^{n+1}}{2h_y} = \\
& = \frac{1}{\text{ReSc}} \left[(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{ReSch}_y}{2})^{-1} \frac{C_{\Gamma i,j+1}^{n+1} - 2C_{\Gamma i,j}^{n+1} + C_{\Gamma i,j-1}^{n+1}}{h_y^2} \right] - \frac{HW_0}{\rho_5 V_0}. \quad (2.6.3.3)
\end{aligned}$$

В приведенных схемах использовались аппроксимации конвективных членов, усредненные 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 [127].

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [127]:

$$A_i C_{\Gamma i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i C_{\Gamma i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i C_{\Gamma i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.6.3.4)$$

$$A_j C_{\Gamma i,j+1}^{n+1} - B_j C_{\Gamma i,j}^{n+1} + C_j C_{\Gamma i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.6.3.5)$$

где

$$A_i = \frac{1}{\text{ReSch}_x^2} (1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{ReSch}_x}{2})^{-1} - \frac{U_{i,j}^n}{2h_x} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2h_x}, \quad (2.6.3.6)$$

$$B_i = \frac{2}{\text{ReSch}_x^2} (1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{ReSch}_x}{2})^{-1} + \frac{|U_{i,j}^n|}{h_x} + \frac{1}{\text{Sh}\tau}, \quad (2.6.3.7)$$

$$C_i = \frac{1}{\text{ReSch}_x^2} (1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{ReSch}_x}{2})^{-1} + \frac{U_{i,j}^n}{2h_x} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2h_x}, \quad (2.6.3.8)$$

$$F_i = -\frac{C_{\Gamma i,j}^n}{\text{Sh}\tau} + \frac{HW_0}{\rho_5 V_0}; \quad (2.6.3.9)$$

$$A_j = \frac{1}{\text{ReSch}_y^2} (1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{ReSch}_y}{2})^{-1} - \frac{V_{i,j}^n}{2h_y} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2h_y}, \quad (2.6.3.10)$$

$$B_j = \frac{2}{\text{ReSch}_y^2} (1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{ReSch}_y}{2})^{-1} + \frac{|V_{i,j}^n|}{h_y} + \frac{1}{\text{Sh}\tau}, \quad (2.6.3.11)$$

$$C_j = \frac{1}{\text{ReSch}_y^2} \left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{ReSch}_y}{2}\right)^{-1} + \frac{V_{i,j}^n}{2h_y} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2h_y}, \quad (2.6.3.12)$$

$$F_j = -\frac{C_{\text{ri},j}^{n+1}}{\text{Sh}\tau} + \frac{HW_0}{\rho_5 V_0}. \quad (2.6.3.13)$$

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 [127]. 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 [127]. Таким образом решалась система уравнений (2.6.3.4), (2.6.3.6) – (2.6.3.9). На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.6.3.5), (2.6.3.10) – (2.6.3.13).

2.6.4 Решение уравнения Пуассона для функции тока

Уравнение Пуассона для функции тока решалось отдельно от уравнения вектора вихря скорости. Этот элемент решения принят вследствие того, что необходимо многократно итерациями решать на каждом временном слое эллиптическое уравнение вида:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega. \quad (2.6.4.1)$$

Для решения данного уравнения использовался получивший широкое распространение неявный метод переменных направлений [128]. Для этого стационарное уравнение (2.6.4.1) приводилось к нестационарному виду:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} - \Omega. \quad (2.6.4.2)$$

При использовании аппроксимации Самарского [128] выполнялся переход от дифференциального (2.6.4.2) к разностным уравнениям:

$$\frac{\Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} - \Psi_{i,j}^k}{\tau/2} = \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - 2\Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{h_x^2} + \frac{\Psi_{i,j+1}^k - 2\Psi_{i,j}^k + \Psi_{i,j-1}^k}{h_y^2} - \Omega_{i,j}, \quad (2.6.4.3)$$

$$\frac{\Psi_{i,j}^{k+1} - \Psi_{i,j}^k}{\tau/2} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{k+1} - 2\Psi_{i,j}^{k+1} + \Psi_{i,j-1}^{k+1}}{h_y^2} + \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - 2\Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{h_x^2} - \Omega_{i,j}. \quad (2.6.4.4)$$

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [128]:

$$A_i \Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - B_i \Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + C_i \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.6.4.5)$$

$$A_j \Psi_{i,j+1}^{k+1} - B_j \Psi_{i,j}^{k+1} + C_j \Psi_{i,j-1}^{k+1} = F_j, \quad (2.6.4.6)$$

где

$$A_i = \frac{1}{h_x^2}, \quad (2.6.4.7)$$

$$B_i = \frac{2}{h_x^2} + \frac{2}{\tau}, \quad (2.6.4.8)$$

$$C_i = \frac{1}{h_x^2}, \quad (2.6.4.9)$$

$$F_i = -\frac{\Psi_{i,j}^k}{\tau/2} - \frac{\Psi_{i,j+1}^k - 2\Psi_{i,j}^k + \Psi_{i,j-1}^k}{h_y^2} + \Omega_{i,j}; \quad (2.6.4.10)$$

$$A_j = \frac{1}{h_y^2}, \quad (2.6.4.11)$$

$$B_j = \frac{2}{h_y^2} + \frac{2}{\tau}, \quad (2.6.4.12)$$

$$C_j = \frac{1}{h_y^2}, \quad (2.6.4.13)$$

$$F_j = -\frac{\Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}}}{\tau/2} - \frac{\Psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} - 2\Psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + \Psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}}}{h_x^2} + \Omega_{i,j}. \quad (2.6.4.14)$$

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 [128]. 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 [128]. Таким образом решалась система уравнений (2.6.4.5), (2.6.4.7) – (2.6.4.10). На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.6.4.6), (2.6.4.11) – (2.6.4.14).

2.6.5 Постановка граничных условий для уравнения вектора вихря скорости

Главной особенностью граничных условий для уравнения вектора вихря скорости (2.1.18) является тот факт, что они записываются в явном виде лишь для функции тока Ψ и не задаются для вектора вихря скорости Ω [118–120].

Наибольшее распространение получил метод задания граничных условий, который предполагает разложение функции тока вблизи границы в ряд Тейлора [120]:

$$\Psi_{1,j} = \Psi_{0,j} + h_x \frac{\partial \Psi}{\partial X} \Big|_{0,j} + \frac{h_x^2}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \Big|_{0,j} + \dots \quad (2.6.5.1)$$

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

$$\Omega_{0,j} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \Big|_{0,j} = \frac{2(\Psi_{1,j} - \Psi_{0,j})}{h_x^2} + \frac{2}{h_x} \frac{\partial \Psi}{\partial X} \Big|_{0,j}. \quad (2.6.5.2)$$

Аппроксимация второй производной функции тока при этом [120]:

$$\left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right|_{0,j} = \frac{8\Psi_{1,j} - \Psi_{2,j} - 7\Psi_{0,j}}{2h_x^2} - \frac{3}{h_x} \left. \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right|_{0,j}. \quad (2.6.5.3)$$

При определенных граничных условиях формула (2.6.5.3) значительно упрощается, благодаря чему для вектора вихря можно записать формулу Вудса [120] как первого, так и второго порядка. При моделировании использовалась формула Вудса вида:

$$\Omega_{0,j} = \left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right|_{0,j} = \frac{8\Psi_{1,j} - \Psi_{2,j} - 7\Psi_{0,j}}{2h_x^2} - \frac{3}{h_x} \left. \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right|_{0,j}. \quad (2.6.5.4)$$

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

$$\Omega_{n,j} = \left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right|_{n,j} = \frac{8\Psi_{n-1,j} - \Psi_{n-2,j} - 7\Psi_{n,j}}{2h_x^2} + \frac{3}{h_x} \left. \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right|_{n,j}. \quad (2.6.5.5)$$

Кроме того, имеется ряд особенностей выбора вида граничных условий на границах с испарением жидкости, сопровождающегося вдувом паров жидкого вещества в газовую область. Также интерес представляет граница газовой фазы рассматриваемой области вдали от частицы. Выбору данных граничных условий посвящено несколько работ [119, 120].

Известно [120], 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 Д.С. Томан и А.А. 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 измененный П.Дж. Роучем и Т.Дж. Мюллером [120].

2.6.6 Решение уравнения вектора вихря скорости

Уравнение вектора вихря скорости в безразмерных переменных имеет вид:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) + \frac{Gr}{Re^2} \frac{\partial \Theta}{\partial X}. \quad (2.6.6.1)$$

При использовании локально-одномерного метода и аппроксимации Самарского [127] выполнялся переход к разностной форме дифференциального уравнения (2.6.6.1):

$$\begin{aligned} & \frac{1}{Sh} \frac{\Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Omega_{i,j}^n}{\tau} + U_{i,j}^n \frac{\Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2h_x} - |U_{i,j}^n| \frac{\Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2\Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2h_x} = \\ & = \frac{1}{Re} \left[\left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{Re h_x}{2} \right)^{-1} \frac{\Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2\Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{h_x^2} \right] + \frac{Gr}{Re^2} \frac{\Theta_{i+1,j}^n - \Theta_{i-1,j}^n}{2h_x}, \end{aligned} \quad (2.6.6.2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{Sh} \frac{\Omega_{i,j}^{n+1} - \Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} + V_{i,j}^n \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1} - \Omega_{i,j-1}^{n+1}}{2h_y} - |V_{i,j}^n| \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1} - 2\Omega_{i,j}^{n+1} + \Omega_{i,j-1}^{n+1}}{2h_y} = \\ & = \frac{1}{Re} \left[\left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{Re h_y}{2} \right)^{-1} \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1} - 2\Omega_{i,j}^{n+1} + \Omega_{i,j-1}^{n+1}}{h_y^2} \right] + \frac{Gr}{Re^2} \frac{\Theta_{i,j+1}^n - \Theta_{i,j-1}^n}{2h_y}. \end{aligned} \quad (2.6.6.3)$$

В приведенных схемах использовались аппроксимации конвективных членов, усредненные 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 [127].

Разностные уравнения сводились к трехдиагональному виду и решались методом прогонки [127]:

$$A_i \Omega_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - B_i \Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + C_i \Omega_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} = F_i, \quad (2.6.6.4)$$

$$A_j \Omega_{i,j+1}^{n+1} - B_j \Omega_{i,j}^{n+1} + C_j \Omega_{i,j-1}^{n+1} = F_j, \quad (2.6.6.5)$$

где

$$A_i = \frac{1}{\text{Re}h_x^2} \left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{Re}h_x}{2}\right)^{-1} - \frac{U_{i,j}^n}{2h_x} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2h_x}, \quad (2.6.6.6)$$

$$B_i = \frac{2}{\text{Re}h_x^2} \left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{Re}h_x}{2}\right)^{-1} + \frac{|U_{i,j}^n|}{h_x} + \frac{1}{\tau \text{Sh}}, \quad (2.6.6.7)$$

$$C_i = \frac{1}{\text{Re}h_x^2} \left(1 + |U_{i,j}^n| \frac{\text{Re}h_x}{2}\right)^{-1} + \frac{U_{i,j}^n}{2h_x} + \frac{|U_{i,j}^n|}{2h_x}, \quad (2.6.6.8)$$

$$F_i = -\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\Omega_{i,j}^n}{\tau} - \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \frac{\Theta_{i+1,j}^n - \Theta_{i-1,j}^n}{2h_x}, \quad (2.6.6.9)$$

$$A_j = \frac{1}{\text{Re}h_y^2} \left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{Re}h_y}{2}\right)^{-1} - \frac{V_{i,j}^n}{2h_y} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2h_y}, \quad (2.6.6.10)$$

$$B_j = \frac{2}{\text{Re}h_y^2} \left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{Re}h_y}{2}\right)^{-1} + \frac{|V_{i,j}^n|}{h_y} + \frac{1}{\tau \text{Sh}}, \quad (2.6.6.11)$$

$$C_j = \frac{1}{\text{Re}h_y^2} \left(1 + |V_{i,j}^n| \frac{\text{Re}h_y}{2}\right)^{-1} + \frac{V_{i,j}^n}{2h_y} + \frac{|V_{i,j}^n|}{2h_y}, \quad (2.6.6.12)$$

$$F_j = -\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\Omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} - \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \frac{\Theta_{i,j+1}^n - \Theta_{i,j-1}^n}{2h_y}. \quad (2.6.6.13)$$

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 [127]. 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 [127]. Таким образом решалась система уравнений (2.6.6.4), (2.6.6.6) – (2.6.6.9). На втором полушаге по времени аналогично решалась система уравнений (2.6.6.5), (2.6.6.10) – (2.6.6.13).

2.6.7 Алгоритм решения

1. На первом шаге по времени строился итерационный цикл для определения температурного поля в рассматриваемой системе (рис. 2.1.2). В качестве начального приближения задавалось значение сеточной функции на предшествующем временном слое. Итерационный цикл заканчивался при условии:

$$\max |T^{(s)} - T^{(s-1)}| \leq \delta, \quad (2.6.7.1)$$

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 тепломассопереноса при наличии фазовых переходов и химических реакций схема итерационного алгоритма дополнялась процедурой «усреднения итераций» [133]. Вводился итерационный коэффициент последовательного усреднения 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 следующей формуле:

$$T_*^{(s+1)} = T^{(s)} + \gamma \cdot (T^{(s+1)} - T^{(s)}), \quad 0 < \gamma < 1. \quad (2.6.7.2)$$

Введение такой процедуры приводило к существенному снижению скорости сходимости итераций, но обеспечивало сходимость.

В выполняемых расчетах точность вычислений температуры принималась как $\delta = 0,5$ К ввиду минимально возможной в такой постановке температуры $T = 300$ К. На каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (2.6.7.1), решение проводилось по методике, изложенной в п. 2.6.1. Далее вычислялась температура твердой и жидкой фаз согласно основным положениям, изложенным в п. 2.6.2.

2. Поле концентраций горючего определялось аналогично температурному полю. На каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (2.6.7.1) для концентрации горючего, решение проводилось по методике, изложенной в п. 2.6.3.

3. При известных значениях концентрации горючего и температуры в каждом узле пространственной сетки вычислялось значение функции тока Ψ согласно п. 2.6.4.

4. По найденным значениям функции тока Ψ и температуры в каждом узле сетки итерационным путем определялись значения вектора вихря скорости Ω . На каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (2.6.7.1) для вектора вихря скорости, решение уравнения для вектора вихря скорости проводилось по методике, изложенной в п. 2.6.5.

5. По значениям вектора вихря скорости Ω и функции тока Ψ вычислялись компоненты скорости конвекции паров горючего U и V . Далее определялись давление потока паров горючего на нижнюю поверхность частицы по выражению (2.1.57), давление частицы на слой паров горючего между ней и жидкостью по формуле (2.1.58), давление жидкости на боковые поверхности частицы по выражению (2.1.59). После нахождения поля давлений определялись размеры нижнего и бокового паровых зазоров относительно частицы по методике, изложенной в п. 2.1.

6. Затем проверялись условия окончания вычислений по превышению температуры парогазовой смеси начальной температуры частицы ($T_5 > T_4$) и превышению тепла, выделяемого в результате химической реакции паров горючего с окислителем, энергии источника зажигания, передаваемой

жидкости и смеси. 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 п. 1–6 данного алгоритма.

В случае выполнения условий окончания вычислений определялось время прохождения исследуемого процесса, которое представляет время задержки зажигания t_3 (время от начала взаимодействия источника нагрева с жидким веществом до ускорения химической реакции, сопровождающегося резким увеличением – «срывом» температуры парогазовой смеси).

2.7 Верификация моделей

Верификация моделей и оценка достоверности результатов численного моделирования предусматривала их сравнение с известными экспериментальными данными, а также проверку консервативности используемых разностных схем. Разработанный алгоритм оценки достоверности результатов численного моделирования приведен в п. 2.7.1.

Кроме того, выполнено тестирование примененных численных методов и разработанного алгоритма решения систем нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями (п. 2.6) на примере группы менее сложных задач теплопроводности, гидродинамики и конвективного тепломассопереноса. Результаты приведены в п. 2.7.2.

2.7.1 Алгоритм оценки достоверности результатов численного моделирования

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. 2.7.1.1).

Погрешность по балансу энергии (%) определялась из выражения:

$$\varepsilon = \frac{Q_{\text{ч}} + Q_{\text{х}} - Q_{\text{ф}} - Q_{\text{в}} - Q_{\text{ж}}}{Q_{\text{ч}}} \cdot 100, \quad (2.7.1.1)$$

где $Q_{\text{ч}}$ – тепло, отведенное от источника нагрева – частицы в воздух и жидкость, МДж/кг; $Q_{\text{х}}$ – тепло, выделяющееся в результате химической реакции окисления паров горючего, МДж/кг; $Q_{\text{ф}}$ – тепло фазового перехода при испарении жидкости, МДж/кг; $Q_{\text{в}}$ и $Q_{\text{ж}}$ – тепло, накопленное в воздухе и жидкости за счет теплоемкости, МДж/кг.

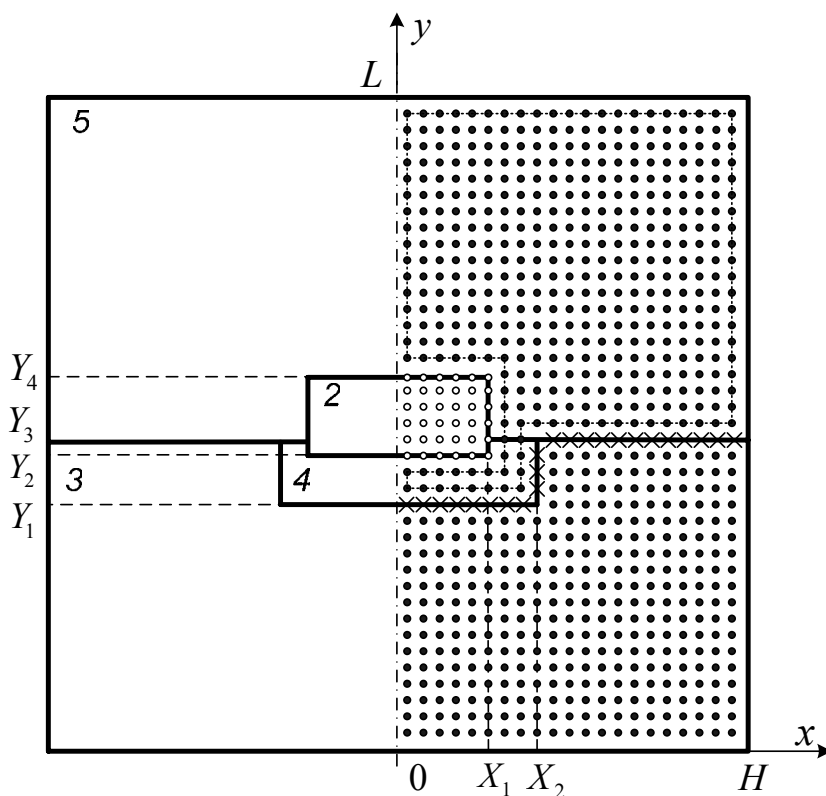


Рисунок 2.7.1.1. Область вычисления погрешности баланса энергии: 2 – одиночная частица, 3 – жидкое горючее вещество, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь

Тепло, отведенное от источника энергии в воздух и жидкость за время $K \cdot \Delta t$, определялось по формуле:

$$Q_{\text{ч}} = Q_{\text{низ}} + Q_{\text{верх}} + Q_{\text{бок}}, \quad (2.7.1.2)$$

где $Q_{\text{низ}}$, $Q_{\text{верх}}$, $Q_{\text{бок}}$ – количество тепла, отведенное через нижнюю, верхнюю и боковые поверхности частицы:

$$Q_{\text{низ}} = \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{N_{x1}} \lambda_2 [T^n(i, M_{y2}) - T_4^n] h_x \Delta t; \quad (2.7.1.3)$$

$$Q_{\text{верх}} = \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{N_{x1}} \lambda_2 [T^n(i, M_{y4}) - T_5^n] h_x \Delta t; \quad (2.7.1.4)$$

$$Q_{\text{бок}} = \sum_{k=1}^K \sum_{j=M_{y2}}^{M_{y3}} \lambda_2 [T^n(N_{x1}, j) - T_4^n] h_y \Delta t + \\ + \sum_{k=1}^K \sum_{j=M_{y3}}^{M_{y4}} \lambda_2 [T^n(N_{x1}, j) - T_5^n] h_y \Delta t. \quad (2.7.1.5)$$

Тепло, выделяющееся в результате химической реакции окисления паров горючего, вычислялось из выражения:

$$Q_x = \sum_{j=M_{y1}}^{M_{y2}} \sum_{i=1}^{N_{x2}} Q_0 W_0 h_x h_y dK \Delta t + \sum_{j=M_{y2}}^{M_{y3}} \sum_{i=N_{x1}}^{N_{x2}} Q_0 W_0 h_x h_y dK \Delta t + \\ + \sum_{j=M_{y3}}^{M_{y4}} \sum_{i=N_{x1}}^{N_{x2}} Q_0 W_0 h_x h_y dK \Delta t + \sum_{j=M_{y4}}^{M_y} \sum_{i=1}^{N_x} Q_0 W_0 h_x h_y dK \Delta t. \quad (2.7.1.6)$$

Тепло фазового перехода при испарении жидкости рассчитывалось по формуле:

$$Q_{\phi} = \sum_{i=1}^{N_{x2}} Q_{\text{и}} W_{\text{и}} h_x dK \Delta t \Big|_{j=M_{y1}} + \sum_{j=M_{y1}}^{M_{y3}} Q_{\text{и}} W_{\text{и}} h_y dK \Delta t \Big|_{j=N_{x2}} + \\ + \sum_{i=N_{x2}}^{N_x} Q_{\text{и}} W_{\text{и}} h_x dK \Delta t \Big|_{j=M_{y3}}. \quad (2.7.1.7)$$

Тепло, накопленное в воздухе и жидкости за счет теплоемкости за время $K \cdot \Delta t$, определялось из соотношений:

$$Q_{\text{в}} = \sum_{j=M_{y3}}^{M_{y4}} \sum_{i=N_{x1}}^{N_x} C_1 \rho_1 [T(i, j, k-1) - T(i, j, k)] h_x h_y d + \\ + \sum_{j=M_{y4}}^{M_y} \sum_{i=1}^{N_x} C_1 \rho_1 [T(i, j, k-1) - T(i, j, k)] h_x h_y d; \quad (2.7.1.8)$$

$$Q_{\text{ж}} = \sum_{j=1}^{M_{y1}} \sum_{i=1}^{N_x} C_3 \rho_3 [T(i, j, k-1) - T(i, j, k)] h_x h_y d + \\ + \sum_{j=M_{y1}}^{M_{y3}} \sum_{i=N_{x2}}^{N_x} C_3 \rho_3 [T(i, j, k-1) - T(i, j, k)] h_x h_y d. \quad (2.7.1.9)$$

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 x и y соответственно; N_x и M_y – число узлов координатной сетки по x и y 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 (рис. 2.7.1.1) выделены: • – узлы, в которых учитывалась теплоемкость; ◦ – узлы, в которых учитывалась теплопроводность; × – узлы, в которых учитывалось тепло фазового перехода при испарении жидкости; ... – зона химической реакции.

При численном моделировании исследуемого процесса установлены зависимости точности выполнения баланса энергии от значений шагов по времени Δt и координатам $h_x=h_y$ (табл. 2.7.1.1, 2.7.1.2).

Таблица 2.7.1.1. Зависимость погрешности выполнения баланса энергии от шага по времени при $h_x=h_y=0,05$ мм

Δt , мс	0,0005	0,001	0,005	0,01	0,05	0,1	1	10
ε , %	1,986	2,003	2,264	3,012	4,237	5,768	7,321	9,436

Таблица 2.7.1.2. Зависимость погрешности выполнения баланса энергии от шага по пространственной координате при $\Delta t = 1$ мкс

$h_x=h_y$, мм	0,2	0,1	0,05	0,04	0,03	0,02
N_x	50	100	200	250	300	500
M_y	100	200	400	500	600	1000
ε , %	2,184	2,014	2,003	1,982	1,973	1,965

Таблица 2.7.1.1 показывает, что при уменьшении шага по времени Δt значительно снижается погрешность по балансу энергии в рассматриваемой системе. Следует отметить, что при $\Delta t < 1$ мкс наблюдается значительное увеличение вычислительных затрат и незначительное уменьшение ε . Поэтому для получения достаточно высокой точности вычислений и относительно небольших затрат времени при решении задачи следует использовать шаг по времени порядка 1 мкс. Этот результат еще раз подчеркивает трудность экспериментального исследования процессов воспламенения, характеризующихся высокой скоростью протекания реакций, большими градиентами температур и концентраций компонентов взаимодействующих веществ.

Из таблицы 2.7.1.2 видно, что погрешность по балансу энергии уменьшается с увеличением числа узлов пространственной сетки N_x и M_y . Численный анализ установил, что при $\Delta t = 1$ мкс для области решения задачи размерами $H=10$ мм, $L=20$ мм сетка 200×400 дает приемлемый результат. Дальнейшее измельчение сетки не влечет за собой существенного отклонения в результатах вычислений. Следует отметить, что определяющую роль при выборе расчетной сетки играет шаг по времени Δt , а не шаг по координате, как можно было предположить.

Аналогичные алгоритмы оценки консервативности применяемых разностных схем использовались при решении задач в цилиндрических и сферических системах координат.

2.7.2 Решение тестовых задач

Так как решений задач, подобных рассматриваемым в диссертации, до настоящего времени неизвестно, то тестирование составленного алгоритма решения задач тепломассопереноса выполнено на примере группы менее сложных нестационарных нелинейных задач теплопроводности, гидродинамики и конвективного тепломассообмена.

2.7.2.1 Одномерный теплоперенос в плоской бесконечной пластине с фазовым переходом на границе

Рассматривается процесс теплопроводности в пластине (рис. 2.7.2.1.1) с сублимацией на двух границах трифторида алюминия AlF_3 [134]. 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, $Q_{и} = 3,8 \cdot 10^4$ Дж/кг. Начальная температура области решения $T_0 = 1273$ К. Необходимо определить температурные поля в пластине через 60, 120, 300 секунд.

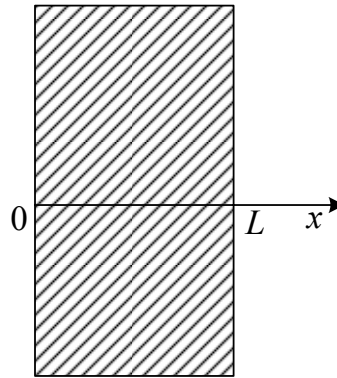


Рисунок 2.7.2.1.1. Геометрия задачи

Уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad 0 < x < L. \quad (2.7.2.1.1)$$

Начальные и граничные условия:

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq L: \quad T = T_0; \quad (2.7.2.1.2)$$

$t > 0$:

$$x = 0: \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q - w_{и} Q_{и}; \quad (2.7.2.1.3)$$

$$x = L: \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q - w_{и} Q_{и}. \quad (2.7.2.1.4)$$

Здесь $w_{и} = \frac{A(P^H - P^*)}{\sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}}$ – массовая скорость сублимации; P^* – атмосферное

давление ($P^* = P_a = 10^5$ Па); $P^H = P_0 \exp(-\frac{Q_{и}}{RT})$ – давление насыщенного пара;

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

На рисунке 2.7.2.1.2 показаны 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 $\Delta t = 1 \cdot 10^{-3}$ с. Для тестирования полученных распределений в таблице 2.7.2.1.1 приведены результаты работы [134].

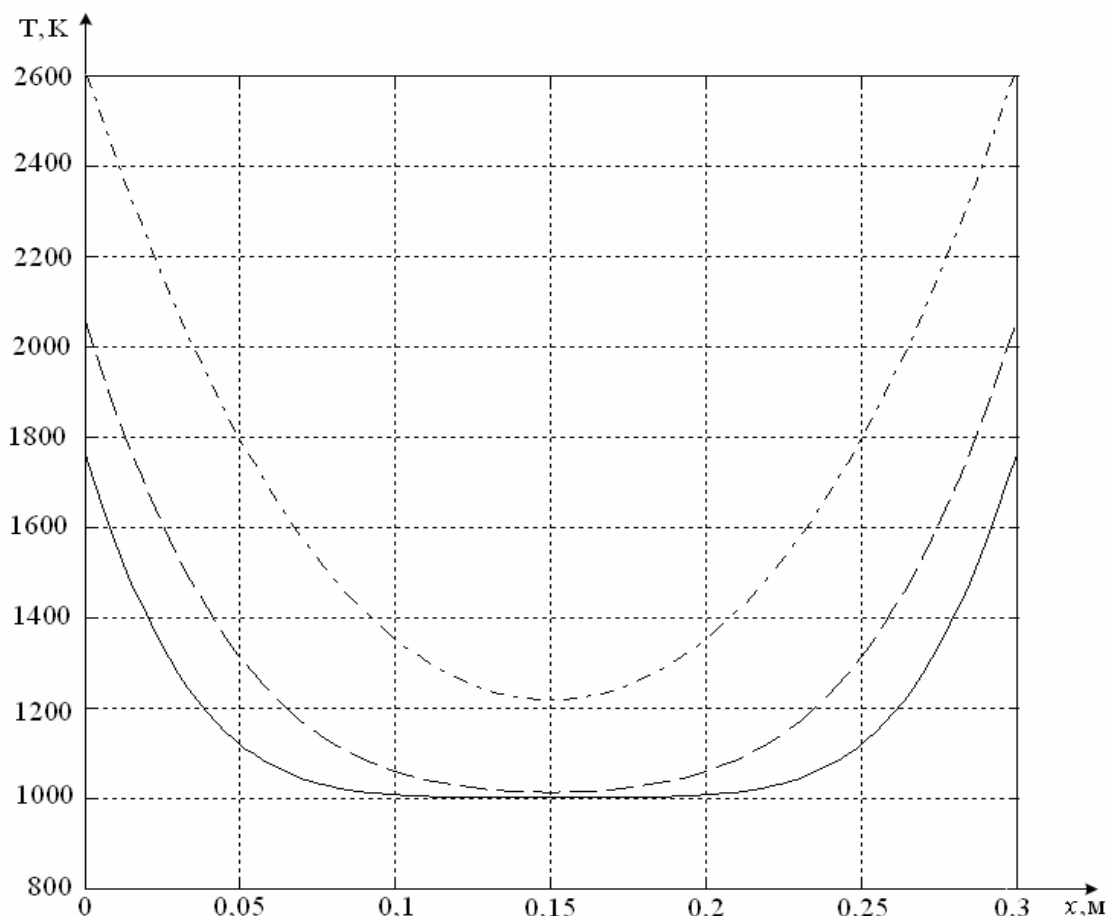


Рисунок 2.7.2.1.2. Распределения температуры по толщине пластины в различные моменты времени (— при $t = 60$ с, -- при $t = 120$ с, --- при $t = 300$ с)

Таблица 2.7.2.1.1. Результаты сравнения распределений температуры (T , К) при $t = 60$ с

x , м	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3
Результаты настоящей работы	1165	1045	1000	1045	1165	1761
Результаты работы [134]	1170	1048	1000	1048	1170	1761
Отклонение, %	0,43	0,28	0	0,28	0,43	0

2.7.2.2 Одномерный теплоперенос в плоской бесконечной пластине с химической реакцией в материале

Рассматривается теплоперенос в пластине (рис. 2.7.2.2.1), подверженной термическому разложению [134]. 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 $q_x = 10^3$ Вт/кг; предэкспонент $k_0 = 3 \cdot 10^4$ с⁻¹; энергия активации $E = 8 \cdot 10^4$ Дж/моль; универсальная газовая постоянная $R = 8,31$ Дж/(моль·К). Начальная температура области решения $T_0 = 298$ К. Необходимо определить температурные поля в пластине через 60, 120, 300 секунд.

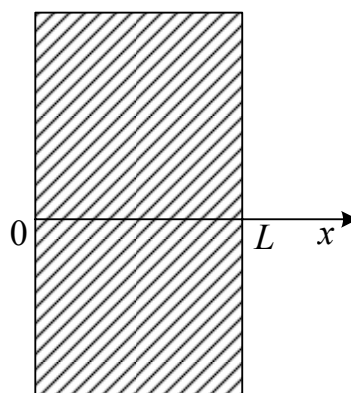


Рисунок 2.7.2.2.1. Геометрия задачи

Уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q_x k_0 p \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad 0 < x < L. \quad (2.7.2.2.1)$$

Начальные и граничные условия:

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq L: \quad T = T_0; \quad (2.7.2.2.2)$$

$t > 0$:

$$x = 0: \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = k(T^e - T); \quad (2.7.2.2.3)$$

$$x = L: \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = k(T^e - T). \quad (2.7.2.2.4)$$

На рисунке 2.7.2.2.2 показаны 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 $\Delta t = 1 \cdot 10^{-3}$ с.

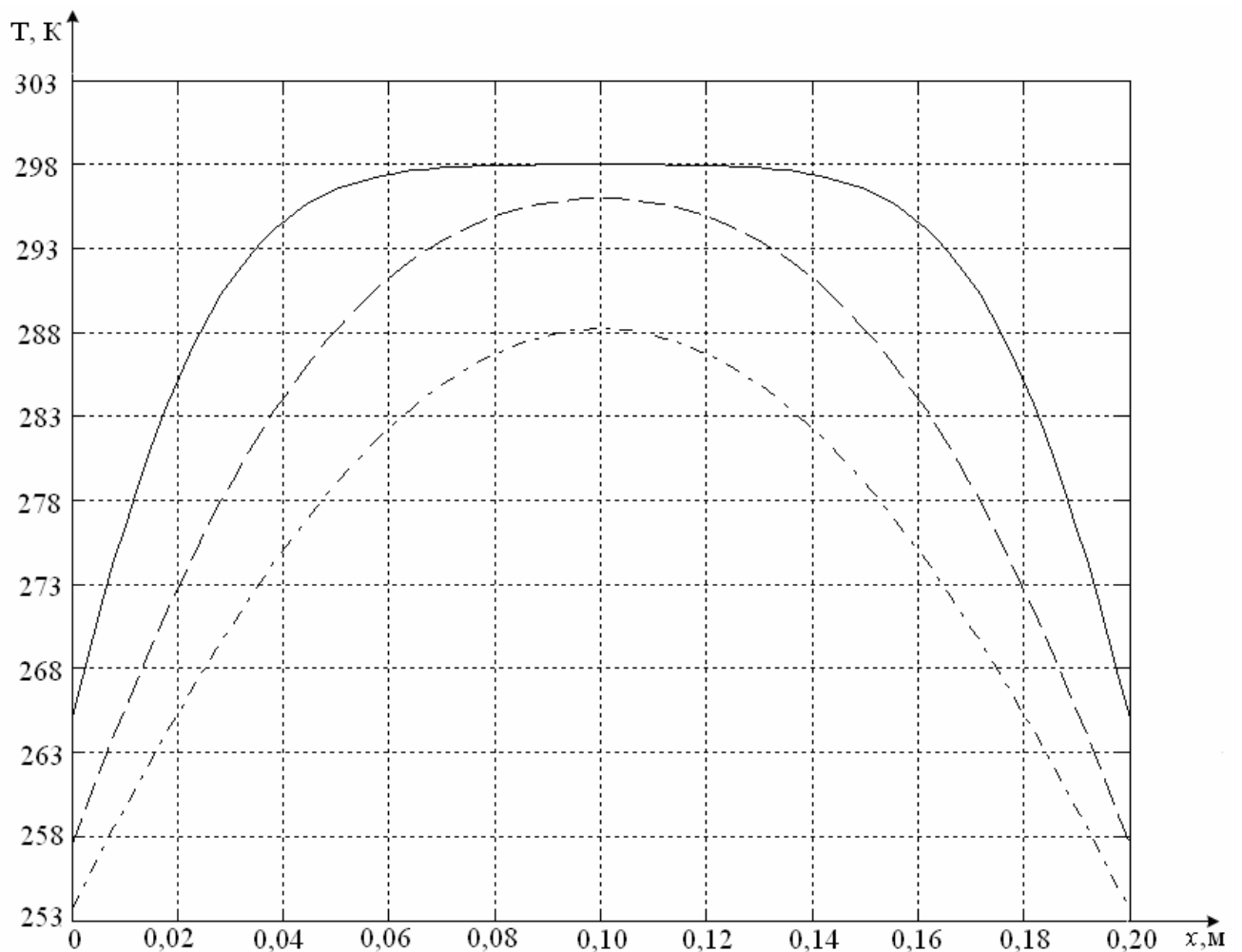


Рисунок 2.7.2.2.2. Распределения температуры (К) по толщине пластины в различные моменты времени (— при $t = 60$ с, -- при $t = 120$ с, --- при $t = 300$ с)

Для тестирования полученных данных в таблице 2.7.2.2.1 приведены результаты работы [134].

Таблица 2.7.2.2.1. Результаты сравнения распределений температуры (T , К) 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 [134]	285,48	297,06	298	297,06	285,48	265,40
Отклонение, %	0,01	0,02	0	0,02	0,01	0,01

2.7.2.3 Двумерный теплоперенос в пластине с фазовым переходом на двух границах

Рассматривается процесс теплопроводности в пластине (рис. 2.7.2.3.1) с сублимацией на двух границах трифторида алюминия AlF_3 [134]. Размеры пластины $L = H = 0,3$ 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, $q = 10^4$ Вт/м², $Q_{и} = 3,8 \cdot 10^4$ Дж/кг. Начальная температура области решения $T_0 = 1273$ К. На границах $y = 0$ и $y = H$ осуществляется теплообмен с окружающей средой ($k = 50$ Вт/(м²·К), $T^e = 600$ К), две остальные границы являются теплоизолированными. Необходимо определить положение изотерм в пластине через 120 секунд.

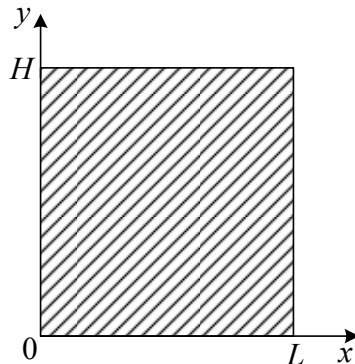


Рисунок 2.7.2.3.1. Геометрия задачи

Уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad 0 < x < L, \quad 0 < y < H. \quad (2.7.2.3.1)$$

Граничные и начальные условия:

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq L, \quad 0 \leq y \leq H: \quad T = T_0; \quad (2.7.2.3.2)$$

$t > 0$:

$$x = 0, \quad 0 \leq y \leq H: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad (2.7.2.3.3)$$

$$x = L, \quad 0 \leq y \leq H: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad (2.7.2.3.4)$$

$$y = 0, \quad 0 \leq x \leq L: \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = k(T^e - T); \quad (2.7.2.3.5)$$

$$y = H, \quad 0 \leq x \leq L: \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = q - w_{и} Q_{и}. \quad (2.7.2.3.6)$$

Для тестирования полученных данных в таблице 2.7.2.3.1 приведены результаты работы [134].

Таблица 2.7.2.3.1. Результаты сравнения изотерм (T , К) при $t = 120$ с

y , м	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25
Результаты настоящей работы	873	1265,2	1270,5	1295,5	1346	1593
Результаты работы [134]	873	1265,7	1270,3	1295,1	1347,5	1591,2
Отклонение, %	0	0,04	0,01	0,03	0,11	0,12

На рисунке 2.7.2.3.2 показаны изотермы в пластине при $t = 120$ с, полученные в результате решения задачи на сетке 100×100 с шагом по времени $\Delta t = 1 \cdot 10^{-3}$ с.

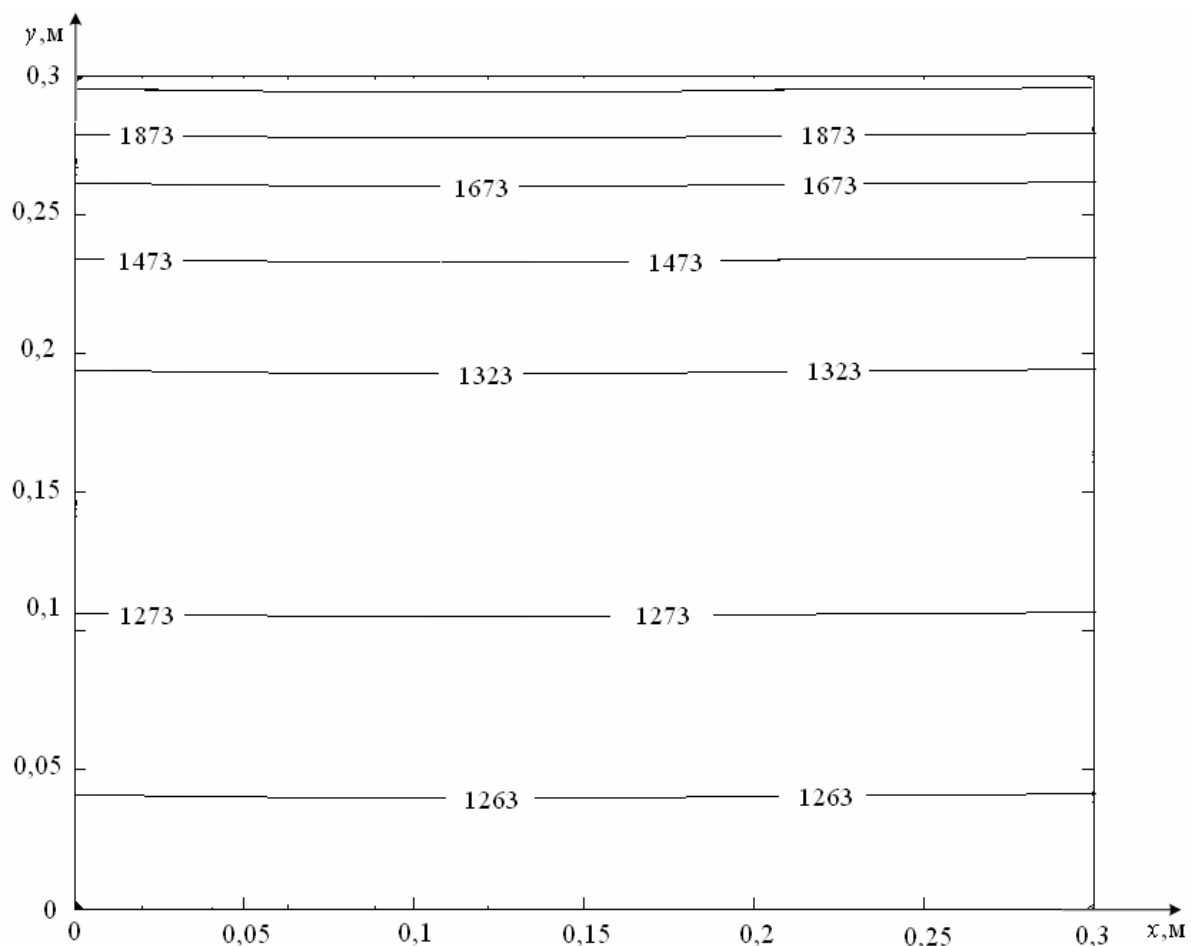


Рисунок 2.7.2.3.2. Изотермы (T, K) в пластине при $t = 120c$

2.7.2.4 Движение жидкости в полости с подвижной верхней крышкой

Рассматривается течение жидкости в замкнутой квадратной области размером L (рис. 2.7.2.4.1), вызываемое движением верхней границы со скоростью V_0 . Остальные границы неподвижны [118].

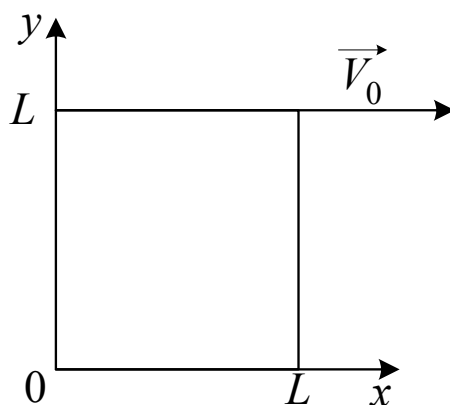


Рисунок 2.7.2.4.1. Геометрия задачи

Для записи в безразмерной форме уравнения Пуассона для функции тока и уравнения для вектора вихря скорости значения L и V использовались в качестве масштабов длины и скорости соответственно. При решении задачи использовались известные методы математической физики [135].

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

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right), \quad (2.7.2.4.1)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega. \quad (2.7.2.4.2)$$

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):

$$\tau = 0, Y = 1, 0 < X < 1: \frac{\partial \Psi}{\partial Y}(X, Y, 0) = 1, \Psi(X, Y, 0) = 0. \quad (2.7.2.4.3)$$

Граничные условия имеют вид:

$\tau > 0$:

$$Y = 1, 0 < X < 1: \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 1, \Psi = 0 \text{ (верхняя граница – крышка);} \quad (2.7.2.4.4)$$

$$X = 0, 0 \leq Y \leq 1: \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Psi = 0 \text{ (левая граница);} \quad (2.7.2.4.5)$$

$$X = 1, 0 \leq Y \leq 1: \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Psi = 0 \text{ (правая граница);} \quad (2.7.2.4.6)$$

$$Y = 0, 0 < X < 1: \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Psi = 0 \text{ (правая граница).} \quad (2.7.2.4.7)$$

На рисунках 2.7.2.4.2 и 2.7.2.4.3 представлены результаты численного решения задачи при использовании сетки 100x100. Для тестирования полученных данных в таблице 2.7.2.4.1 приведены результаты теоретических работ [136–138].

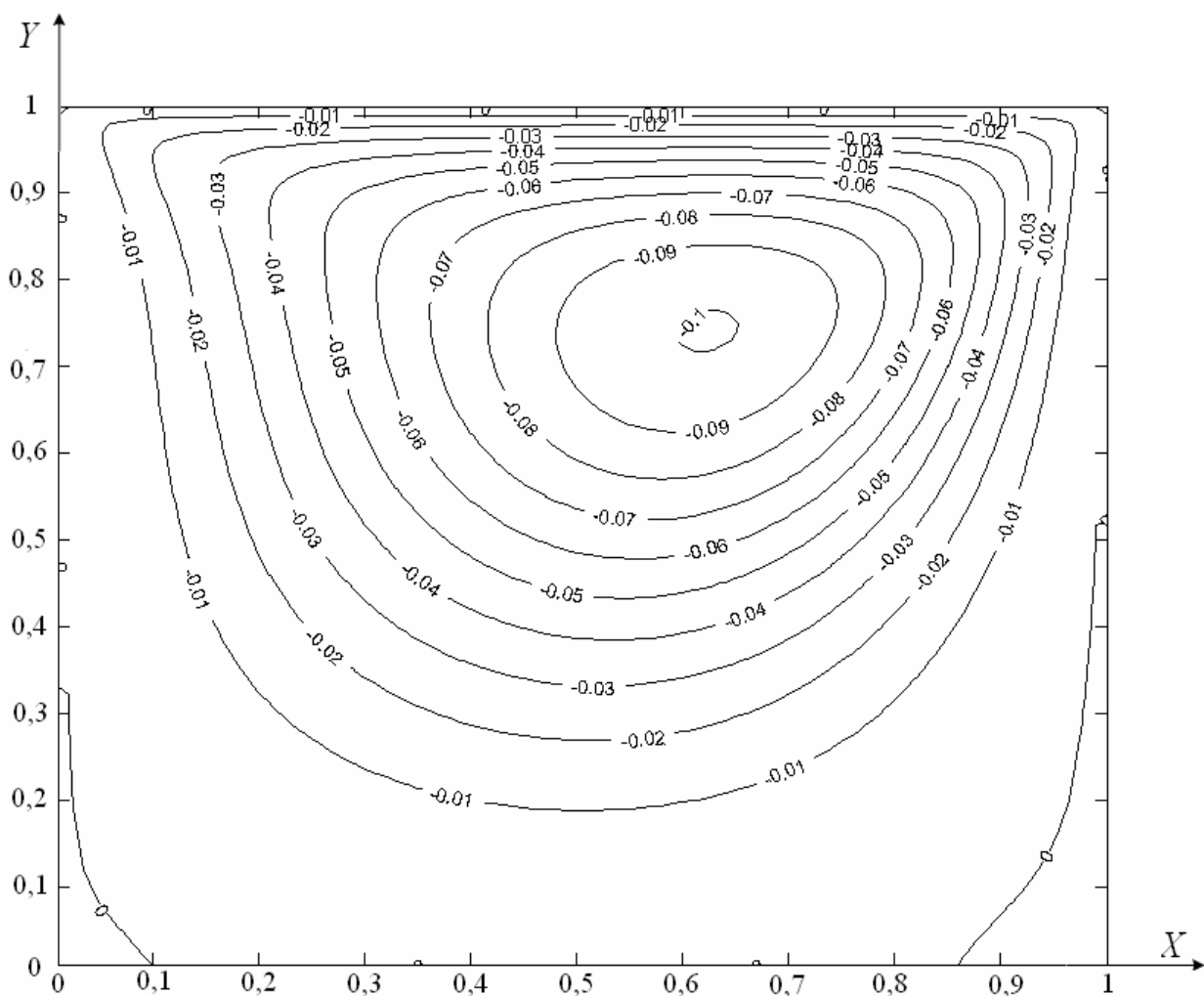


Рисунок 2.7.2.4.2. Поле линии тока Ψ при $Re=100$

Таблица 2.7.2.4.1. Сравнение значений функции тока Ψ и вектора вихря скорости Ω в центре основного вихря

Re	Результаты настоящей работы Ψ (Ω)	S.E. Rogers [136] Ψ (Ω)	U. Ghia [137] Ψ (Ω)	М.А. Шеремет [138] 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

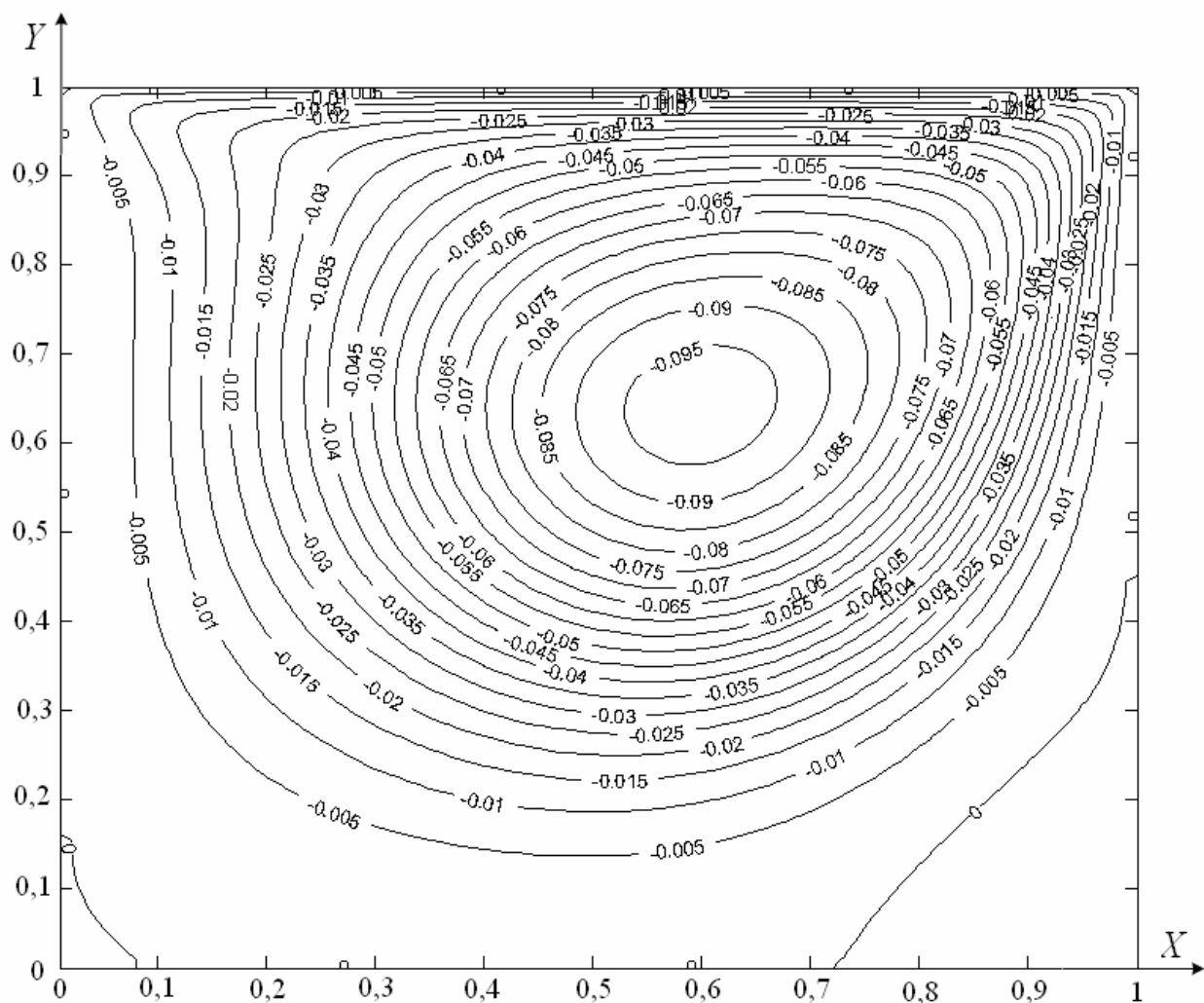


Рисунок 2.7.2.4.3. Поле линии тока Ψ при $Re=400$

2.7.2.5 Естественная конвекция в замкнутой прямоугольной области

Предполагается, что жидкость находится в замкнутой области [118] 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. 2.7.2.5.1). Сила тяжести направлена вертикально вниз вдоль оси y .

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

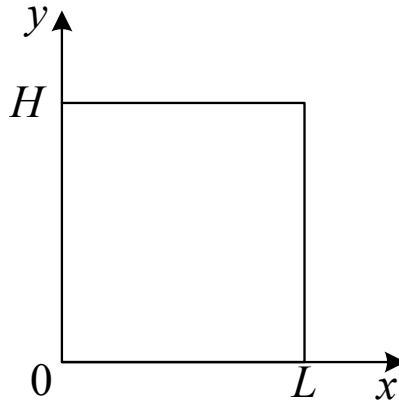


Рисунок 2.7.2.5.1. Геометрия задачи

Безразмерная температура рассчитывалась при помощи выражения:

$$\Theta = \frac{T - T^*}{T_1 - T_2}, \quad (2.7.2.5.1)$$

где $T^* = \frac{T_1 + T_2}{2}$.

Математическая постановка задачи в безразмерной постановке имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Psi}{\partial X} + V \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right) - \frac{\partial \Theta}{\partial X}, \quad (2.7.2.5.2)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega, \quad (2.7.2.5.3)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra Pr}}} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right). \quad (2.7.2.5.4)$$

Здесь $\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля; $\text{Ra} = \frac{g\beta(T_2 - T_1)L^3}{\nu a}$ – 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:

$$\tau = 0, 0 \leq X \leq 1, 0 \leq Y \leq 1: \Psi = 0, \Omega = 0, \Theta = 0. \quad (2.7.2.5.5)$$

Граничные условия:

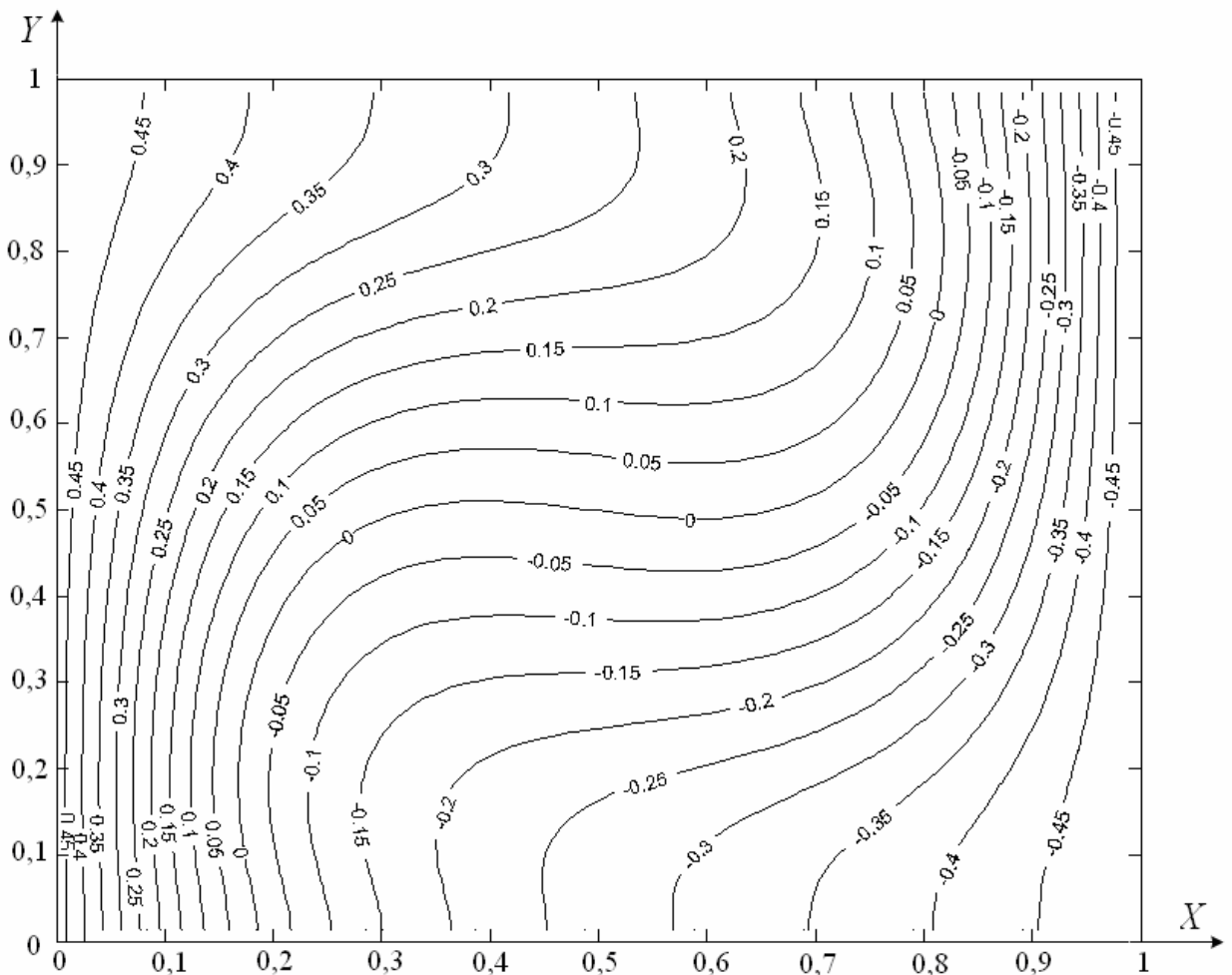
$$\tau > 0:$$

$$Y=0, Y=1, 0 \leq X \leq 1: \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \Psi = 0, \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0; \quad (2.7.2.5.6)$$

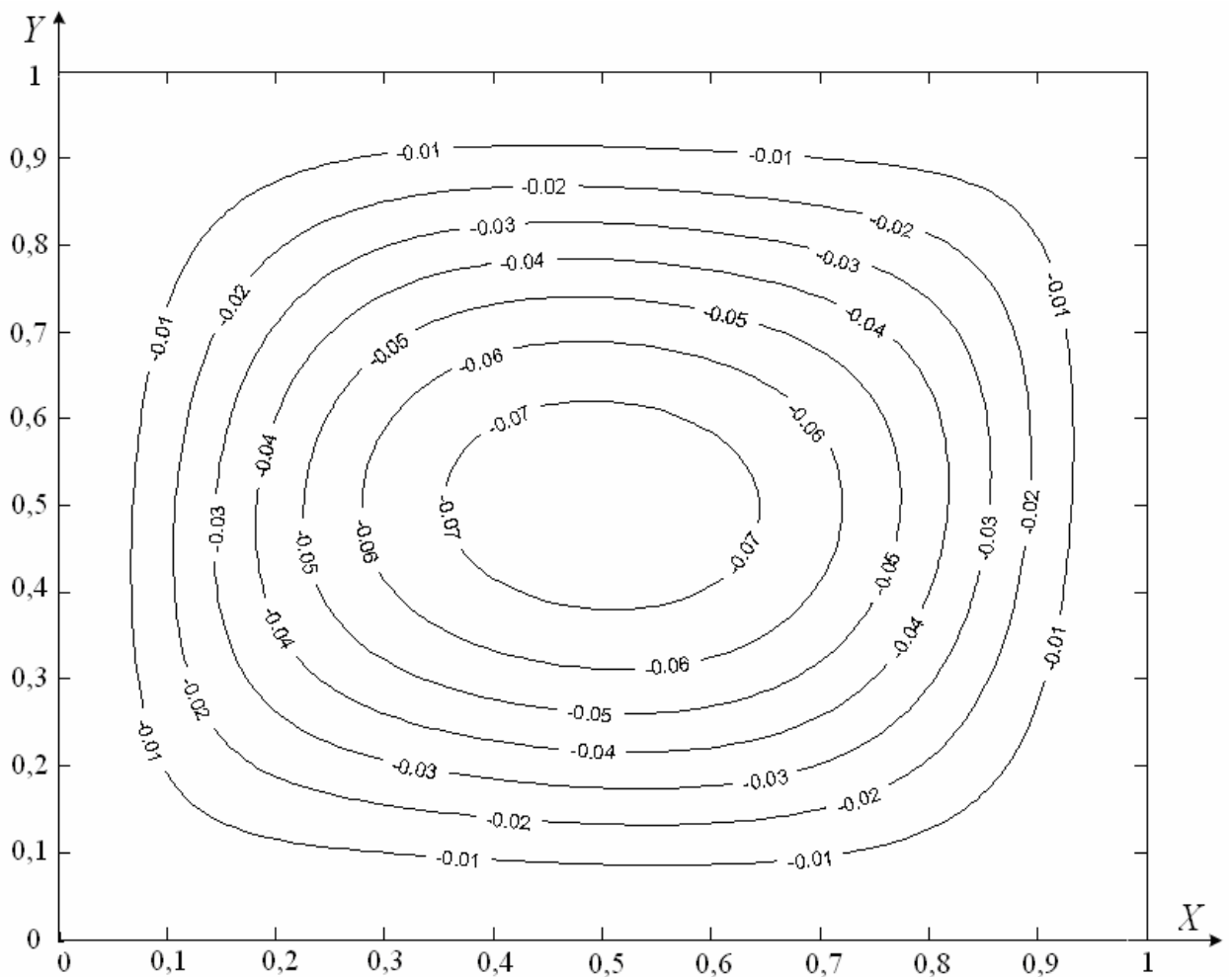
$$X=0, 0 \leq Y \leq 1: \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = 0,5; \quad (2.7.2.5.7)$$

$$X=1, 0 \leq Y \leq 1: \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = -0,5. \quad (2.7.2.5.8)$$

На рисунке 2.7.2.5.2 приведены поля температур и линии тока при $Ra = 10^4$ и $Pr = 0,71$. В таблице 2.7.2.5.1 представлено сравнение по среднему значению числа Нуссельта результатов данной работы с результатами работ [138–140].



a



б

Рисунок 2.7.2.5.2. Изотермы (а) и линии тока Ψ (б) при $Ra = 10^4$ и $Pr = 0,71$

Таблица 2.7.2.5.1. Значения среднего числа Нуссельта в сравнении с результатами других работ на сетке 50×50

Ra	Результаты настоящей работы	Результаты работы [138]	Результаты работы [139]	Результаты работы [140]
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

Анализируя результаты, полученные при решении группы тестовых задач (п. 2.7.2), можно сделать вывод об их удовлетворительном соответствии результатам [134–140]. Следовательно, есть дополнительные основания для заключения о корректности работы использованных методов и разработанного общего алгоритма (п. 2.6) решения задач тепломассопереноса при зажигании жидкостей локальными источниками энергии.

Выводы по второй главе

1. Впервые разработаны математические модели тепломассопереноса, учитывающие комплекс основных взаимосвязанных физико-химических (теплопроводность, испарение с поглощением энергии, диффузия и конвекция паров горючего в среде окислителя, кристаллизация материала источника энергии, химическое реагирование паров горючего и окислителя с выделением энергии) и гидродинамических (формирование парового зазора между источником нагрева и жидкостью, частичное погружение источника в жидкое вещество) процессов при зажигании больших массивов и тонких пленок жидких конденсированных веществ типичными источниками ограниченной энергоемкости – одиночными разогретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами малых размеров.
2. Сформулированы общие системы нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в размерных и безразмерных переменных в декартовой, цилиндрической и сферической системах координат, используемые в качестве базовых при построении группы моделей тепломассопереноса для численного анализа процессов зажигания жидкостей и парогазовых смесей разогретыми частицами различной формы. При этом следует подчеркнуть, что применение размерной и безразмерной постановок позволяет существенно расширить область

возможного фундаментального и прикладного использования результатов выполненных теоретических исследований.

3. Разработан алгоритм решения системы нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями для наиболее общей постановки задачи тепломассопереноса, отличающийся от известных комбинированным применением большой группы методов численного моделирования. Представлены методики сопряжения декартовой, цилиндрической и сферической координатных сеток. Описаны использованные методы численного решения дифференциальных уравнений в частных производных.
4. Выполнена верификация созданных моделей. Разработан алгоритм оценки достоверности полученных результатов численных исследований. Определены масштабы влияния на точность вычислений параметров применяемых разностных сеток. Установлено, что определяющую роль при выборе расчетной сетки играет шаг по времени, а не шаг по координате, как можно было предположить
5. Решена группа тестовых задач теплопроводности, гидродинамики и конвективного тепломассопереноса. Сопоставление результатов решения с данными других авторов показало хорошее согласие. Можно сделать вывод о корректности работы созданных алгоритмов и использованных методов численного решения задач тепломассопереноса при зажигании жидкостей типичными локальными источниками энергии малых размеров.

ГЛАВА 3. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ

3.1 Диффузионный перенос паров горючего в среде окислителя при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной частицей

На рисунке 3.1.1 представлена схема области решения задачи тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной разогретой до высоких температур частицей, находящейся на поверхности этого вещества [141, 142]. Принято, что частица имеет форму параллелепипеда малых размеров. Образующиеся в ходе технологических процессов разогретые частицы и капли, как правило, имеют размеры от 1 мкм до 10 мм [15–20]. Так как исследование более мелких частиц и капель затруднительно и не имеет практического применения, то численное моделирование выполнено при размерах частицы $0,5 \div 5$ мм.

Процессы зажигания, воспламенения и самовоспламенения жидкостей являются быстропротекающими, а скорости падения частиц обычно малы в реальных приложениях. Поэтому рассматривалось инерционное осаждение горячей частицы, при котором не деформируются соприкасающиеся поверхности жидкого вещества и частицы. В качестве жидкого горючего конденсированного вещества выбран бензин, локального источника нагрева – разогретая до высоких температур углеродистая частица.

При численном решении первой из задач, рассмотренных в диссертации, приняты допущения:

1. Перенос паров горючего в среде окислителя происходит за счет диффузии. Не учитывается конвективный перенос паров горючего.
2. Газоприток с участка поверхности, закрытого частицей ($y=Y_1, X_1 < x < X_2$) распределяется в малой окрестности частицы.

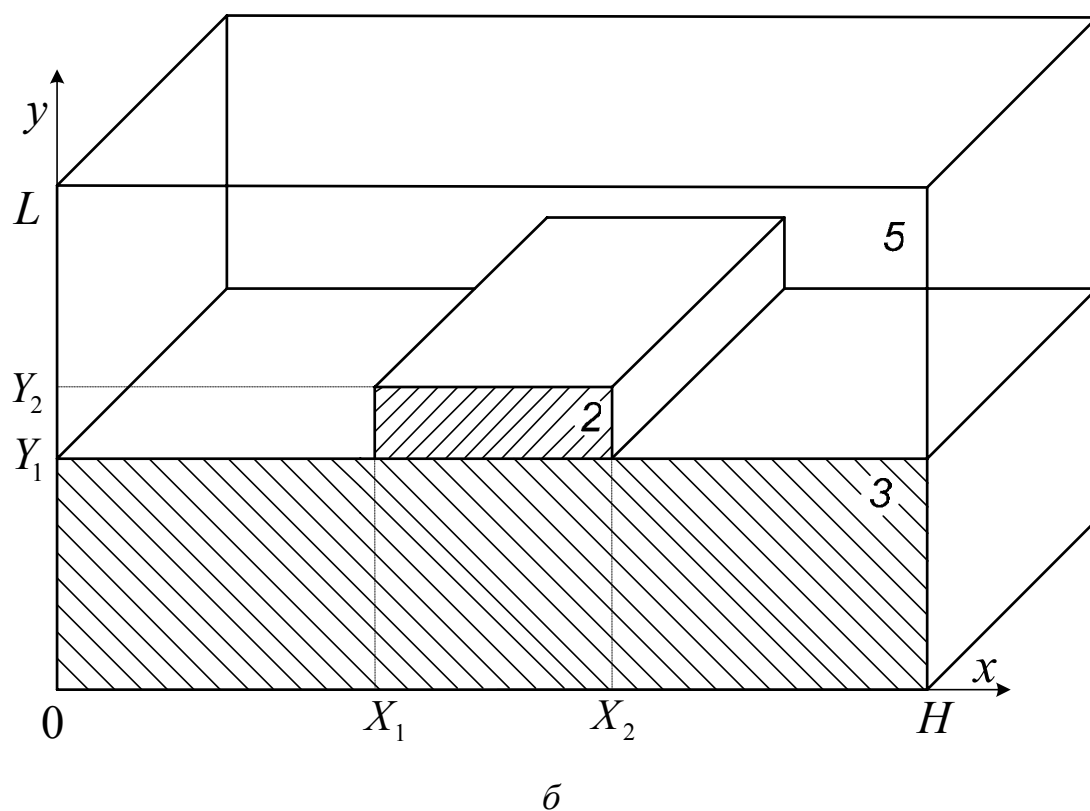
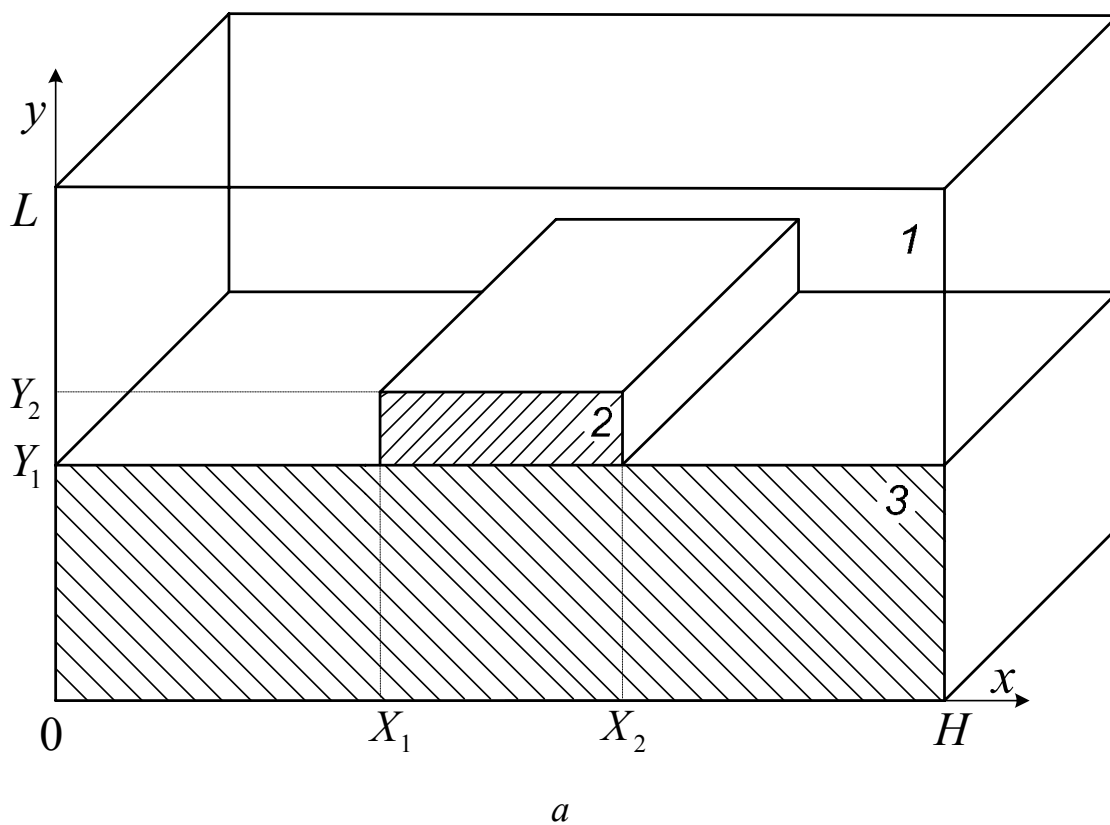


Рисунок 3.1.1. Схема области решения задачи в начальный момент времени (а) и при $0 < t < t_3$ (б): 1 – воздух, 2 – частица, 3 – жидкость, 5 – парогазовая смесь

3. В результате испарения горючего образуется одно вещество с известными характеристиками.
4. Теплофизические характеристики материала частицы, жидкости и воздуха не зависят от температуры.
5. Контакт между частицей и жидкостью идеален. Частица не погружается в жидкое вещество. Не учитывается образование парового зазора между жидкостью и источником нагрева.
6. Не учитывается возможное выгорание жидкого вещества.

Система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений энергии и теплопроводности для рассматриваемой модели тепломассопереноса (рис. 3.1.1) имеет следующий вид:

$$0 < x < X_1, X_2 < x < H, Y_1 < y < Y_2; 0 < x < H, Y_2 < y < L$$

$$C_5 \rho_5 \frac{\partial T_5}{\partial t} = \lambda_5 \left(\frac{\partial^2 T_5}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_5}{\partial y^2} \right) + Q_0 W_0; \quad (3.1.1)$$

$$X_1 < x < X_2, Y_1 < y < Y_2$$

$$C_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right); \quad (3.1.2)$$

$$0 < x < H, 0 < y < Y_1$$

$$C_3 \rho_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} \right). \quad (3.1.3)$$

Уравнение диффузии паров горючего в среде окислителя записывается в виде:

$$0 < x < X_1, X_2 < x < H, Y_1 < y < Y_2; 0 < x < H, Y_2 < y < L$$

$$\rho_5 \frac{\partial C_r}{\partial t} = \rho_5 D_5 \left(\frac{\partial^2 C_r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial y^2} \right) - W_0. \quad (3.1.4)$$

Начальные ($t=0$) условия (рис. 3.1.1, а):

$$0 < x < H, 0 < y < Y_1 \quad T_3 = T_0; \quad (3.1.5)$$

$$X_1 < x < X_2, Y_1 < y < Y_2 \quad T_2 = T_0; \quad (3.1.6)$$

$$0 < x < X_1, X_2 < x < H, Y_1 < y < Y_2;$$

$$0 < x < H, Y_2 < y < L \quad T_1 = T_0, C_r = 0. \quad (3.1.7)$$

Граничные ($0 < t < t_3$) условия (рис. 3.1.1, б):

$$x = 0, x = H, 0 < y < Y_1 \quad \frac{\partial T_3}{\partial x} = 0; \quad (3.1.8)$$

$$x = 0, x = H, Y_1 < y < L \quad \frac{\partial T_5}{\partial x} = 0; \quad (3.1.9)$$

$$y = 0, 0 < x < H \quad \frac{\partial T_3}{\partial y} = 0; \quad (3.1.10)$$

$$y = L, 0 < x < H \quad \frac{\partial T_5}{\partial y} = 0; \quad (3.1.11)$$

$$x = X_1, Y_1 < y < Y_2 \quad \begin{cases} -\lambda_5 \frac{\partial T_5}{\partial x} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}, \\ T_5 = T_2, \\ \frac{\partial C_r}{\partial x} = 0; \end{cases} \quad (3.1.12)$$

$$x = X_2, Y_1 < y < Y_2 \quad \begin{cases} -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = -\lambda_5 \frac{\partial T_5}{\partial x}, \\ T_2 = T_5, \\ \frac{\partial C_r}{\partial x} = 0; \end{cases} \quad (3.1.13)$$

$$y = Y_1, 0 < x < X_1, X_2 < x < H \quad \begin{cases} \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} = \lambda_5 \frac{\partial T_5}{\partial y} - Q_n W_n, \\ T_3 = T_5, \\ -\rho_5 D_5 \frac{\partial C_r}{\partial y} = W_n; \end{cases} \quad (3.1.14)$$

$$y = Y_1, X_1 < x < X_2 \quad \begin{cases} \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} - Q_n W_n, \\ T_3 = T_2, \\ \frac{\partial C_r}{\partial y} = 0; \end{cases} \quad (3.1.15)$$

$$y = Y_2, X_1 < x < X_2 \quad \begin{cases} -\lambda_5 \frac{\partial T_5}{\partial y} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}, \\ T_5 = T_2, \\ \frac{\partial C_\Gamma}{\partial y} = 0. \end{cases} \quad (3.1.16)$$

Массовая скорость испарения жидкого вещества на участке поверхности, закрытом частицей, рассчитываемая на каждом шаге вдоль оси x из соотношения (2.1.55), равна:

$$y = Y_1, X_1 < x < X_2, W_{и\Sigma} = \int_{x=\frac{X_1+X_2}{2}}^{X_2} W_{и}(x) dx. \quad (3.1.17)$$

Считалось, что суммарный газоприход $W_{и\Sigma}$ распределяется в малой окрестности частицы согласно выражений:

$$y = Y_1, X_1 - 10h_x < x < X_1,$$

$$W_{и}^S(x)_k = W_{и}(x)_k + \frac{0,1k}{10} W_{и\Sigma}, \quad k = 1; 2; \dots; 10; \quad (3.1.18)$$

$$y = Y_1, X_2 < x < X_2 + 10h_x,$$

$$W_{и}^S(x)_k = W_{и}(x)_k + \frac{1,1-0,1k}{10} W_{и\Sigma}, \quad k = 1; 2; \dots; 10, \quad (3.1.19)$$

где $W_{и}(x)_k$ – массовая скорость испарения жидкого вещества на k -ом шаге вдоль оси x без учета дополнительного газоприхода с участка поверхности, закрытого частицей; $W_{и}^S(x)_k$ – суммарная скорость испарения жидкости на k -ом шаге вдоль оси x в окрестности частицы.

Объемные доли компонентов парогазовой смеси вычислялись по формулам (2.1.7), (2.1.8). Теплофизические характеристики парогазовой смеси, как сложной многокомпонентной структуры, определялись из выражений (2.1.9) – (2.1.11). Коэффициент диффузии паров жидкого горючего вещества в воздухе D_5 вычислялся по формуле (2.1.54).

Численное моделирование процессов тепломассопереноса выполнено при следующих значениях теплофизических и термохимических характеристик взаимодействующих веществ [117, 143–148]:

$$C_1=1006 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_1=1,161 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_1=0,026 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$C_2=2720 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_2=1200 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_2=0,25 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$C_3=2060 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_3=751 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_3=0,116 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$C_4=2280 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \rho_4=2,5 \text{ кг}/\text{м}^3, \lambda_4=0,027 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$Q_0=45 \text{ МДж}/\text{кг}, E=130 \text{ кДж}/\text{моль}, k_0=7\cdot 10^6 \text{ с}^{-1}, M=100 \text{ кг}/\text{кмоль},$$

$$Q_{\text{и}}=29,4 \text{ кДж}/\text{кг}, T_{\text{ч}}=1000 \text{ К}, T_0=300 \text{ К}.$$

Задачи численного исследования при использовании сформулированной модели состояли в изучении основных закономерностей процессов тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной частицей, находящейся на его поверхности, с учетом диффузионного переноса паров горючего в среде окислителя (без учета формирования конвективных потоков в парогазовой смеси), определении значений основного параметра – времени задержки зажигания t_3 , установлении масштабов влияния на этот параметр начальной температуры $T_{\text{ч}}$ и размеров $H_{\text{ч}}, L_{\text{ч}}$ источника энергии – разогретой частицы.

В таблице 3.1.1 приведена зависимость времени задержки зажигания t_3 от начальной температуры разогретой частицы $T_{\text{ч}}$.

Таблица 3.1.1. Времена задержки зажигания в системе «углеродистая частица – бензин – воздух» в зависимости от начальной температуры источника энергии при $H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}=2 \text{ мм}$

$T_{\text{ч}}, \text{ К}$	1000	975	950	925	900	875	850	800
$t_3, \text{ с}$	0,151	0,278	0,456	0,523	0,618	0,915	1,271	нет зажигания
$t_{\text{а}}, \text{ с}$	0,0029	0,0041	0,0059	0,0088	0,0133	0,0206	0,0329	–

Из таблицы 3.1.1 можно сделать вывод о том, что при понижении температуры частицы $T_{\text{ч}}$ время задержки зажигания существенно увеличивается, а при температурах ниже 800 К в рассматриваемой системе (рис. 3.1.1) зажигание не происходит. Полученный результат объясняется тем, что при уменьшении начальной температуры частицы снижается её теплосодержание. Вследствие этого процессы теплопереноса в газовой и жидкой фазах вблизи поверхности частицы проходят менее интенсивно. В таких условиях увеличивается время задержки зажигания и уменьшается вероятность возгорания.

Установленная зависимость времени задержки зажигания жидкости от начальной температуры частицы (табл. 3.1.1) качественно хорошо соответствуют основным положениям современной теории зажигания твердых конденсированных веществ [92], а также результатам теоретических и экспериментальных исследований особенностей теплопереноса в системе «разогретая металлическая частица – твердое конденсированное вещество» [85–91].

Известно [48], что процессы зажигания, воспламенения и самовоспламенения состоят из группы связанных между собой физико-химических процессов. При этом физика этих процессов сводится к процессам теплопереноса в реагирующей системе. Химия заключается в протекании окислительно–восстановительных реакций, состоящих из ряда элементарных актов и связанных с переходом электронов от одних веществ к другим (от восстановителя к окислителю). Установлено [149, 150], что в предельном случае характеристики процессов зажигания, воспламенения и самовоспламенения могут определяться только скоростью химического взаимодействия (кинетическими константами и факторами, влияющими на них) или только скоростью диффузии и факторами, влияющими на неё.

В рамках выполненного численного моделирования не исследовалось влияние кинетических констант (предэкспонент k_0 и энергия активации E) на интенсивность процессов теплопереноса, так как этот фактор

представляет самостоятельную проблему при изучении процессов зажигания и горения жидкостей [149, 150]. Задача решена при известных значениях k_0 и E . Основное внимание уделено физической природе зажигания – процессам тепломассопереноса с фазовыми переходами.

Предварительный анализ показывает, что во времени задержки зажигания жидкого конденсированного вещества t_3 типичным локальным источником нагрева – одиночной горячей частицей малых размеров можно выделить два характерных интервала:

- время, в течение которого происходит нагрев жидкости, испарение горючего, образование парогазовой смеси в результате диффузии и смешения паров горючего с окислителем, нагрев парогазовой смеси до температуры, достаточной для зажигания;
- время, в течение которого происходит интенсивная химическая реакция окисления паров горючего, принимающая взрывной характер (ускорение реакции окисления с резким увеличением выделяемой энергии).

С определенной степенью условности можно считать, что на начальной стадии зажигания жидкости протекают физические процессы (испарение, теплоперенос, диффузия, смешение и т.д.), а на последующей стадии протекает ускоряющаяся химическая реакция окисления паров горючего с интенсивным выделением энергии.

Следует отметить, что идея выделения химической и физической составляющих времени задержки зажигания при исследовании процессов зажигания различных веществ возникла достаточно давно, но не находила широкого применения до тех пор, пока не удалось разделить эти составляющие при помощи измерений [149, 150]. Вследствие этого механизм задержки зажигания не был установлен однозначно.

В настоящее время имеется несколько методов, позволяющих определить химическую и физическую составляющие времен задержки зажигания, воспламенения и самовоспламенения [149, 150]. Установлено, что для химической составляющей задержки зажигания характерна сильная

зависимость от температуры (зависимость Аррениуса). При достаточно высоких температурах химическая составляющая времени задержки зажигания представляет собой очень короткий интервал времени. Поэтому основную роль играет физическая составляющая. Однако, при относительно низких температурах химическая составляющая становится очень большой и составляет основную часть суммарной задержки зажигания.

Так как при взаимодействии жидкого конденсированного вещества с одиночной горячей частицей процессы тепломассопереноса на границе «жидкость – частица» проходят при достаточно высоких температурах, то, очевидно, что большую часть значений t_3 представляет физическая составляющая времени задержки зажигания, а химическая составляющая минимальна. Так, например, в исследованиях [149, 150] показано, что для кинетических моделей воспламенения химическая составляющая времени задержки зажигания составляет $0,01 \div 10$ мс. Представляет интерес определение характерных времен прогрева, фазовых переходов и химического реагирования для системы «источник ограниченной энергоемкости – жидкое конденсированное вещество – окислитель».

Для вычисления составляющих времени задержки зажигания используем основные положения [92, 123]. В частности, в [123] приведено выражение для времени индукции – времени ускорения химического реагирования, при котором температура в зоне реакции значительно возрастает:

$$t_a = \frac{RT^2C}{EQ_0k_0} \exp\left(\frac{E}{RT}\right). \quad (3.1.1)$$

В [92] показано, что характерное время прогрева среды можно определить по формуле:

$$t_{II} = \frac{l^2 C_p}{\lambda}, \quad (3.1.2)$$

где l – характерный размер прогретого слоя вещества, м.

Анализ результатов [141, 142] показывает, что для смеси паров бензина с воздухом в условиях локального нагрева в рассматриваемой системе характерный размер прогретого слоя не превышает 0,5 мм. Этот результат хорошо согласуется с положениями современной теории зажигания газовых систем [123]. Поэтому принимаем $l=5 \cdot 10^{-4}$ м.

Используя формулу (3.1.2) получаем, что время прогрева парогазовой смеси для системы «источник ограниченной энергоемкости – жидкое конденсированное вещество – окислитель» составляет $t_{\text{п}}=0,053$ с.

Применение выражения (3.1.1) позволило вычислить времена индукции $t_{\text{а}}$ при варьировании температуры источника в достаточно широком диапазоне. Результаты приведены в табл. 3.1.1.

Анализ табл. 3.1.1 позволяет сделать вывод о том, что во времени задержки зажигания $t_{\text{з}}$ жидкого конденсированного вещества источником ограниченной энергоемкости можно выделить три характерных интервала: время индукции $t_{\text{а}}$, время прогрева парогазовой смеси $t_{\text{п}}$, время прогрева жидкого вещества, фазового перехода и подготовки парогазовой смеси $t_{\text{ж}}$. При этом третья составляющая представляет самый длительный интервал.

В [123] сформулировано критическое условие воспламенения, устанавливающее соотношение между интенсивностью тепловыделения в результате химического реагирования и теплоотвода во внешнюю среду:

$$\frac{t_{\text{т}}}{t_{\text{а}}} = \frac{1}{e}, \quad (3.1.3)$$

где $t_{\text{т}}$ – характерное время теплоотвода за счет выгорания вещества, с.

Для рассматриваемой системы представляет интерес определение роли соотношения времени прогрева формирующейся парогазовой смеси $t_{\text{п}}$ и времени индукции $t_{\text{а}}$. В результате численных исследований установлено, что условие $t_{\text{п}}=t_{\text{а}}$ выполняется только при температуре в зоне химического реагирования, достаточной для последовательного самостоятельного ускорения реакции.

Введем в рассмотрение следующее условие:

$$\frac{t_{\text{п}}}{t_{\text{а}}} \geq 1. \quad (3.1.4)$$

Можно считать, что при выполнении условия (3.1.4) реакция окисления приобретает необратимый характер. Как следствие, время, при котором выполняется условие (3.1.4), можно считать временем задержки зажигания.

Так, например, для рассматриваемой системы «углеродистая частица – бензин – воздух» условие $t_{\text{п}}=t_{\text{а}}$ выполняется при температуре в зоне химического реагирования, равной 826 К. Анализ исследуемого процесса показывает, что такая температура достигается за интервал времени $t_{\text{ж}}+t_{\text{п}} \gg t_{\text{а}}$ (табл. 3.1.1). Этот результат позволяет сделать вывод о том, что при определении полного времени задержки зажигания можно ограничиться временами $t_{\text{ж}}$ и $t_{\text{п}}$, а $t_{\text{а}}$ считать уже составляющей времени горения.

Выполненный численный анализ исследуемых процессов тепломассопереноса позволил установить зависимость времени задержки зажигания от размеров углеродистой частицы $H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}$ (табл. 3.1.2).

Таблица 3.1.2. Времена задержки зажигания в системе «углеродистая частица – бензин – воздух» в зависимости от размеров частицы при $T_{\text{ч}}=1000$ К

$H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}$, мм	2	1,6	1,2	0,8	0,6	0,5	0,4
t_3 , с	0,151	0,187	0,383	0,816	1,623	2,311	нет зажигания

Зависимость (табл. 3.1.2) позволяет сделать вывод о том, что с уменьшением размеров частицы время задержки зажигания увеличивается. При этом в случае размеров частицы меньше 0,4 мм в рассматриваемой системе (рис. 3.1.1) зажигание не происходит. Полученный результат хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований процесса зажигания смеси природного газа с воздухом накаливаемой никелевой полосой [34]. В этих исследованиях установлено, что с увеличением размеров полосы накаливаемого металла предельная температура металла, при которой

возможно зажигание газовой смеси, снижается и уменьшается время задержки зажигания.

Полученную зависимость времени задержки зажигания от размеров частицы (табл. 3.1.2) можно объяснить тем, что при уменьшении размеров частицы, находящейся на поверхности жидкого вещества, сокращается площадь её контакта с воспламеняемой жидкостью. Вследствие этого меньше тепла передается жидкому веществу. Уменьшается зона его прогрева. Менее интенсивно происходит испарение и формирование паров горючего. В таких условиях концентрация паров горючего в воздухе и температура парогазовой смеси уменьшаются. Вероятность зажигания снижается. С другой стороны, зависимость t_3 от размеров частицы (табл. 3.1.2) можно объяснить тем, что при уменьшении размеров частицы источник энергии теряет свое теплосодержание быстрее.

На рисунке 3.1.2 приведено температурное поле в момент воспламенения бензина при попадании на его поверхность одиночной углеродистой частицы с температурой $T_{\text{ч}}=1000$ К и размерами $H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}=2$ мм. Положение характерных изотерм показано на рисунке 3.1.3.

Установлено положение зоны локализации ведущей химической реакции окисления (зоны воспламенения) относительно границы контакта частицы с жидкостью. Зажигание происходит (рис. 3.1.2) в малой по размерам области над частицей, а не в окрестности её боковой поверхности, как можно было предположить. Это связано с тем, что температура воздуха над частицей существенно выше, чем на некотором расстоянии от её боковой поверхности. Относительно холодные пары бензина, поднимаясь вверх вдоль частицы, нагреваются за счет теплообмена с её боковыми гранями.

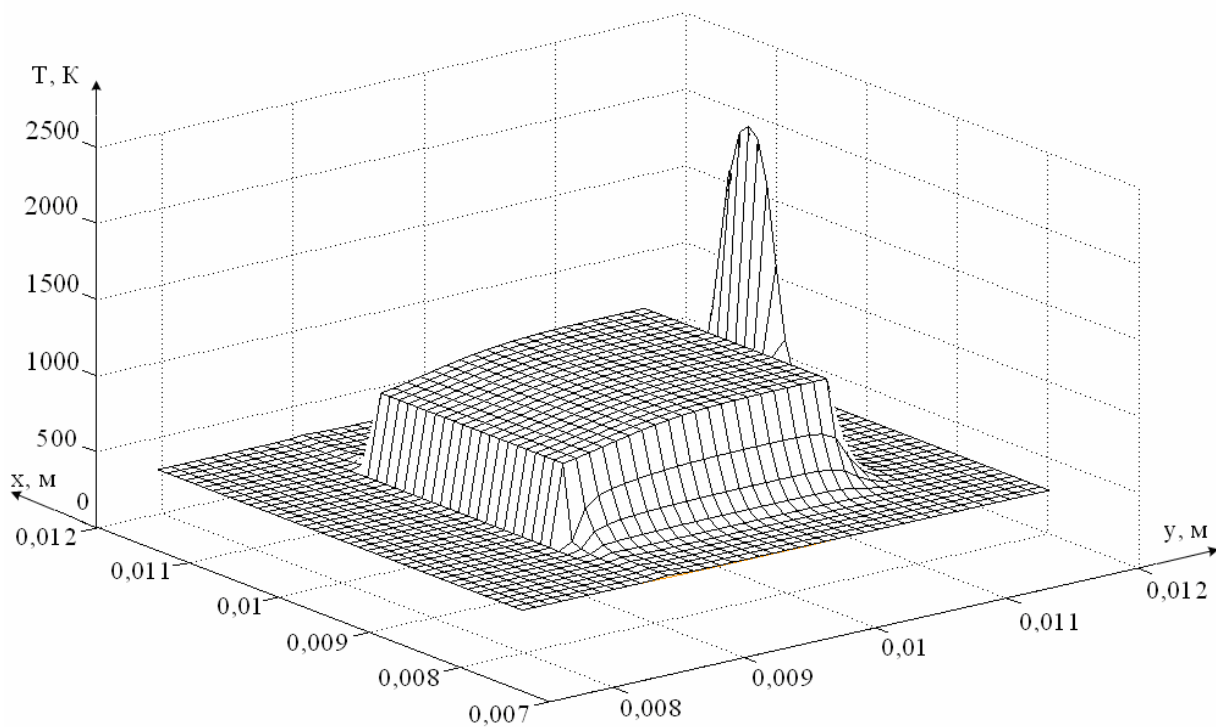


Рисунок 3.1.2. Температурное поле системы «углеродистая частица – бензин – воздух» в момент воспламенения ($t_3=0,151$ с) при $T_q=1000$ К, $H_q=L_q=2$ мм

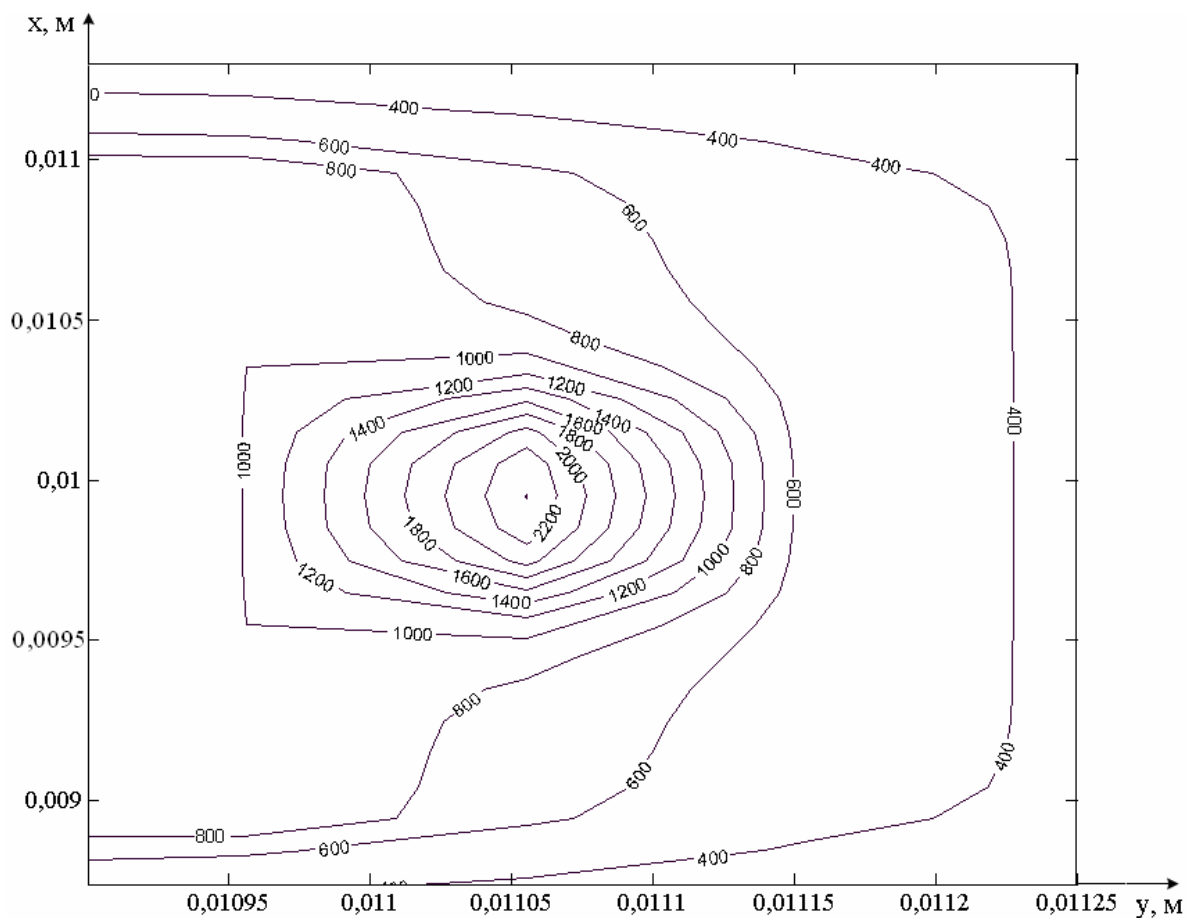


Рисунок 3.1.3. Изотермы (T , К) системы «углеродистая частица – бензин – воздух» в момент воспламенения ($t_3=0,151$ с) при $T_q=1000$ К, $H_q=L_q=2$ мм

Анализ рисунка 3.1.2 позволяет сделать вывод о том, что при выбранных параметрах источника энергии максимальные температуры смеси паров горючего и окислителя достигаются над верхней гранью частицы в районе оси симметрии, где соединяются потоки паров бензина, движущиеся вдоль её боковых граней. Кроме того, следует отметить, что химическое реагирование смеси паров жидкого топлива с окислителем происходит весьма быстро при высоких температурах, поэтому зона воспламенения располагается в непосредственной близости от высокотемпературного источника нагрева – углеродистой частицы (рис. 3.1.3).

На рисунках 3.1.2, 3.1.3 видно остывание частицы за счет теплоотвода со всех её граней. Локальные экстремумы температур смеси паров горючего с воздухом и концентраций горючего над верхней гранью частицы соответствуют зоне локализации ведущей химической реакции окисления. Градиенты температур и концентраций горючего в указанной области существенно превышают значения градиентов в других областях. Температура частицы на границе контакта с жидким веществом существенно уменьшается за счет теплоотвода в жидкость. Кроме того, при испарении топлива происходит интенсивное поглощение энергии фазового перехода, поэтому падение температур на этой границе максимально (рис. 3.1.3). На границах контакта с воздухом теплоотвод от частицы в воздух проходит менее интенсивно. Вследствие этого температура частицы в указанных областях уменьшается незначительно с момента её попадания на поверхность жидкого горючего вещества.

На рисунках 3.1.4, 3.1.5 представлены распределения концентраций и температур в выделенной области решения задачи в момент воспламенения при $H_q=L_q=2$ мм, $T_q=1000$ К.

С ростом концентрации паров горючего в среде окислителя (рис. 3.1.4) температура парогазовой смеси над частицей резко возрастает (рис. 3.1.5). Это связано с поступлением нагретых до высоких температур паров

горючего в рассматриваемую зону. Именно в этой области происходит воспламенение формирующейся парогазовой смеси.

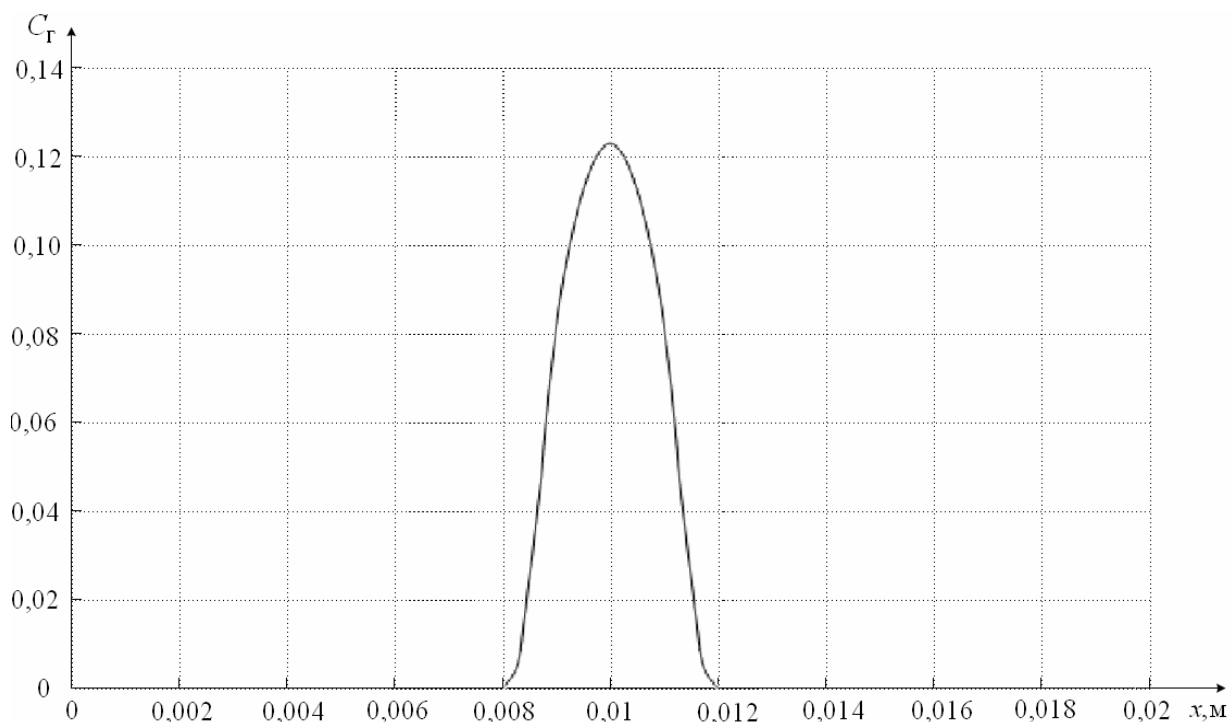


Рисунок 3.1.4. Распределение концентрации паров горючего по оси x в момент воспламенения ($t_3=0,151$ с) при $y=0,01125$ м

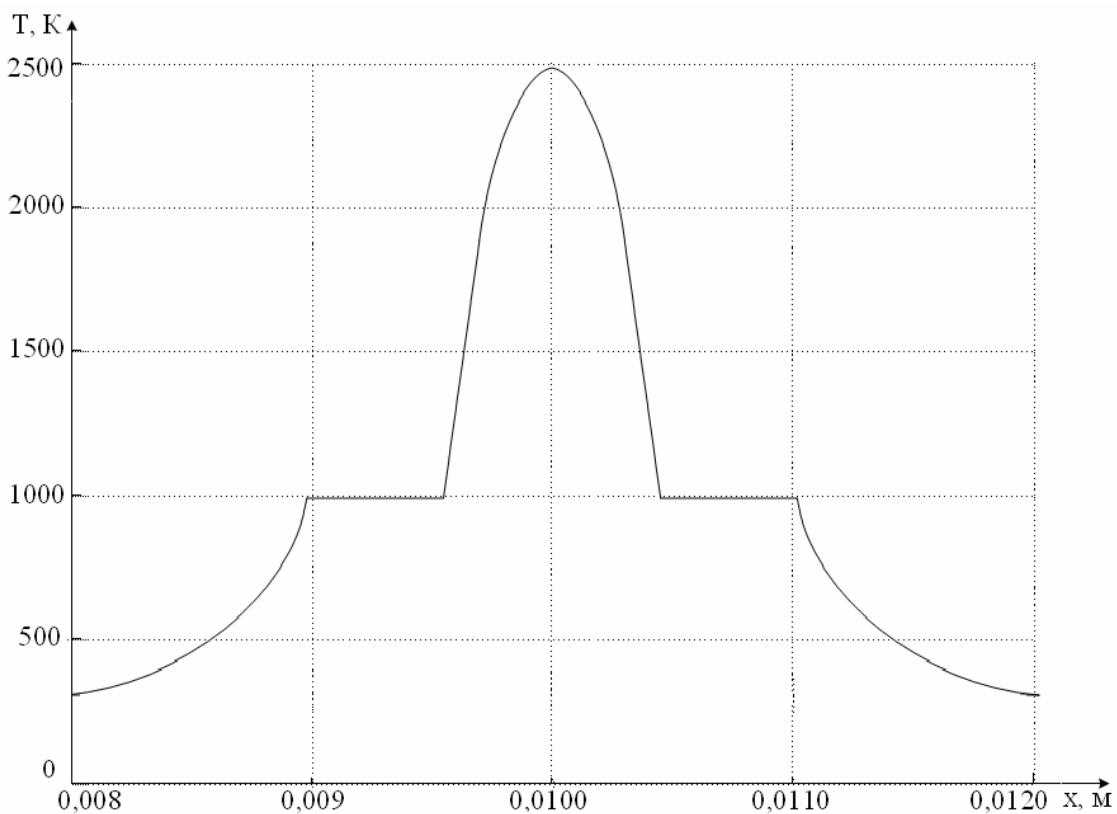


Рисунок 3.1.5. Распределение температуры по оси x в момент воспламенения ($t_3=0,151$ с) при $y=0,01125$ м

В соответствии с законом действующих масс [48] скорость любой химической реакции, в том числе и реакции окисления паров горючего, зависит от концентрации реагирующих веществ и температуры. Для образования продуктов реакции необходимо расщепление молекул исходных веществ (преодоление внутренних сил сцепления). Следовательно, для того, чтобы химическая реакция окисления паров горючего в воздухе произошла, нужен определенный уровень энергии. Этот уровень энергии определяется энергией активации. В [93] продемонстрировано существенное влияние этого кинетического параметра на скорость окисления при химических превращениях, а, следовательно, и на время задержки зажигания. В рамках выполненного исследования кинетические параметры были выбраны исходя из имеющихся рекомендаций [115, 116, 144].

Анализируя полученные градиенты концентраций (рис. 3.1.4) и температур (рис. 3.1.5), размеры зоны локализации ведущей химической реакции окисления (рис. 3.1.2, 3.1.3), можно сделать вывод о том, что при попадании на поверхность жидкого горючего вещества нескольких нагретых до высоких температур частиц в газовой фазе будут образовываться локальные очаги воспламенения в их окрестности. При этом время задержки зажигания жидкости в целом будет определяться временем задержки, характерным процессу взаимодействия одиночной частицы с жидкостью, и не зависеть от их количества. В четвертой главе проанализированы масштабы влияния этого фактора на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания горючих и легковоспламеняющихся жидкостей.

Известно [48], что для парогазовой смеси основными характеристиками являются её химический состав, температура, давление, динамическое состояние – покой или течение, причем в случае течения смеси определяющими для зажигания являются параметры этого течения. В данной модели тепломассопереноса рассматривались процессы переноса паров горючего в среде окислителя только за счет диффузии и не учитывалось влияние конвекции парогазовой смеси в области решения задачи. Влияние

этого фактора на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания жидкого конденсированного вещества проанализировано при решении следующей более сложной по постановке задачи.

3.2 Диффузионно-конвективный перенос паров горючего в среде окислителя при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной частицей

Схема области решения задачи тепломассопереноса при зажигании жидкого вещества одиночной горячей частицей в рамках модели тепломассопереноса [151], учитывающей совместное действие диффузии и конвекции при переносе паров горючего в среде окислителя, представлена на рисунке 3.2.1. В отличие от предыдущей задачи использована осесимметричная постановка. В качестве источника нагрева рассматривалась углеродистая частица в форме параллелепипеда размерами $H_q=L_q=2\cdot 10^{-3}$ м. В качестве воспламеняемого вещества выбран керосин. В жидком веществе и воздухе выделены области размерами $L=20\cdot 10^{-3}$ м, $H=10\cdot 10^{-3}$ м. Задача решена в безразмерных переменных. Аналогичные задачи тепломассопереноса решены для бензина [152] и дизельного топлива [153].

Численное моделирование исследуемого процесса выполнено при допущениях, приведенных в п. 3.1. Однако, в рамках сформулированной модели тепломассопереноса дополнительно учитывалось влияние естественной конвекции при переносе паров горючего в среде окислителя.

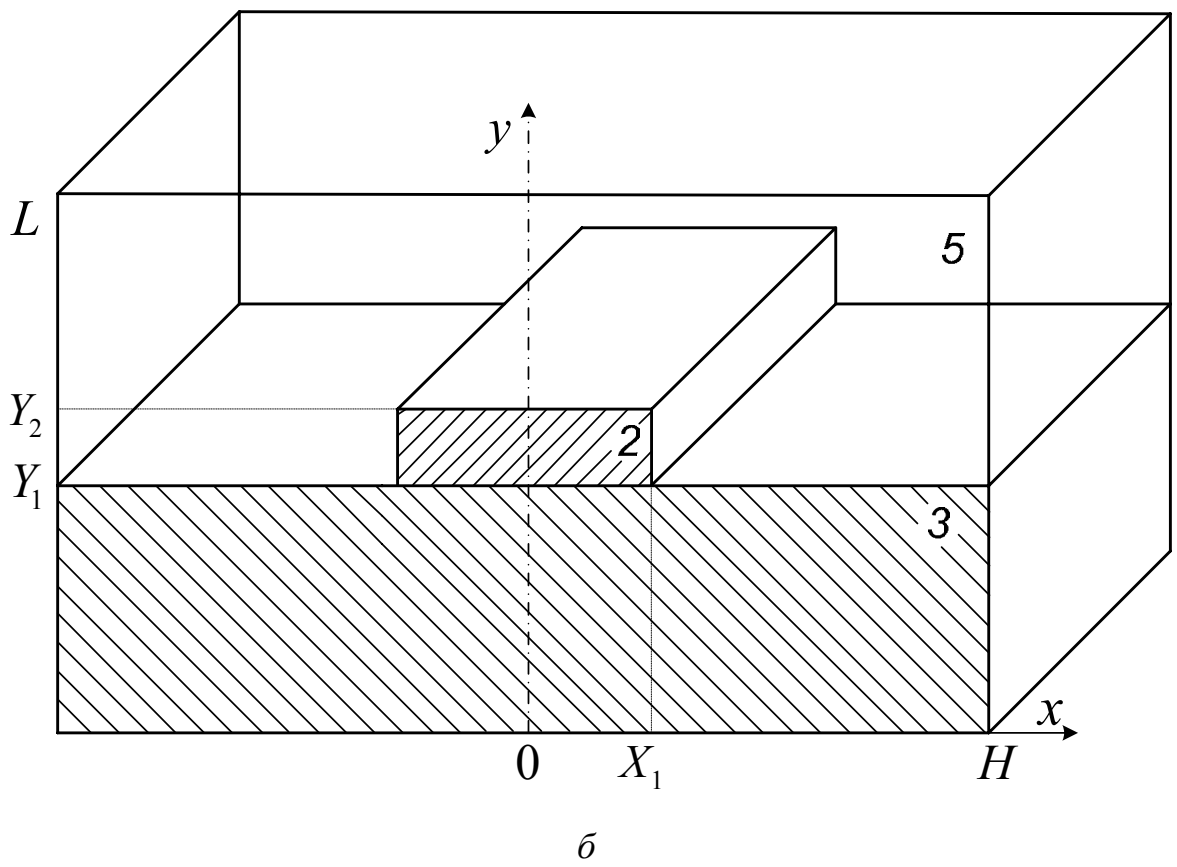
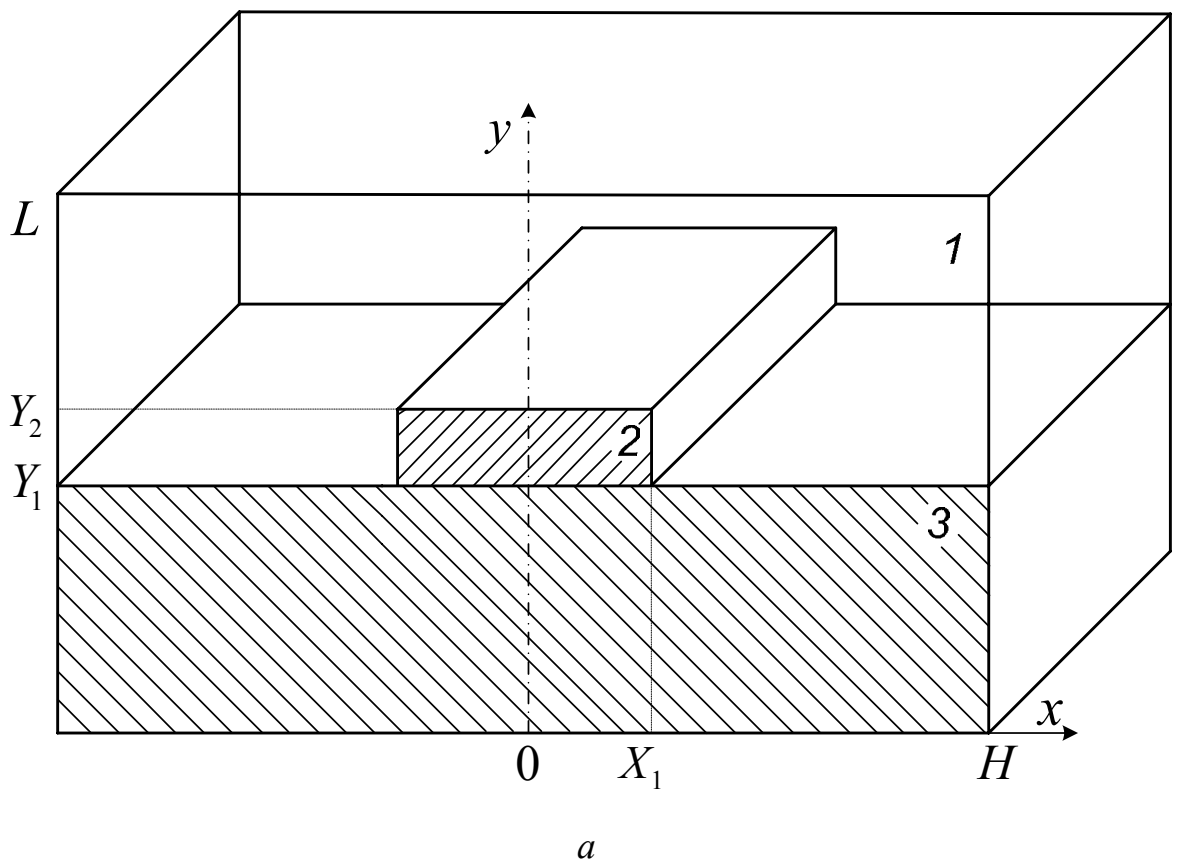


Рисунок 3.2.1. Схема области решения задачи в начальный момент времени (а) и при $0 < \tau < \tau_3$ (б): 1 – воздух, 2 – частица, 3 – жидкое горючее вещество, 5 – парогазовая смесь

При численном решении задачи тепломассопереноса использовалась безразмерная форма записи дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих исследуемый комплекс взаимосвязанных процессов:

$$\frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L}, \quad \frac{X_1}{H} < X < 1, \quad \frac{Y_2}{L} < Y < 1, \quad 0 < X < 1$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re_5} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) + \frac{Gr_5}{Re_5^2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}, \quad (3.2.1)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega, \quad (3.2.2)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{1}{Re_5 Pr_5} \left(\frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} \right) + \frac{Q_0 W_0 H}{\rho_5 C_5 \Delta T V_0}, \quad (3.2.3)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial X} + V \frac{\partial C_r}{\partial Y} = \frac{1}{Re_5 Sc_5} \left(\frac{\partial^2 C_r}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} \right) - \frac{HW_0}{\rho_5 V_0}; \quad (3.2.4)$$

$$\frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L}, \quad 0 < X < \frac{X_1}{H}$$

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}; \quad (3.2.5)$$

$$0 < Y < \frac{Y_1}{L}, \quad 0 < X < 1$$

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (3.2.6)$$

Безразмерные комплексы (число Струхалия Sh , число Рейнольдса Re , число Грасгофа Gr , число Прандтля Pr , число Шмидта Sc , число Фурье Fo) вычислены из соотношений (2.1.24) – (2.1.30).

Начальные ($\tau=0$) условия (рис. 3.2.1, а) определялись по выражениям (2.1.32) – (2.1.35).

Граничные ($0 < \tau < \tau_3$) условия (рис. 3.2.1, б) в отличие от общей постановки (п. 2.1) имеют следующий вид:

$$X = 0, 0 < Y < \frac{Y_1}{L} \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial X} = 0; \quad (3.2.7)$$

$$X = 0, \frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L} \quad \begin{cases} \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = 0, \\ C_r = 0, \\ \Psi = 0, \\ \Omega = 0; \end{cases} \quad (3.2.8)$$

$$X = 0, \frac{Y_2}{L} < Y < 1 \quad \begin{cases} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{cases} \quad (3.2.9)$$

$$X = \frac{X_1}{H}, \frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L} \quad \begin{cases} \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = \frac{\lambda_5}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}, \\ \Theta_2 = \Theta_5, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \Psi = 0; \end{cases} \quad (3.2.10)$$

$$X = 1, 0 < Y < \frac{Y_1}{L} \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial X} = 0; \quad (3.2.11)$$

$$X = 1, \frac{Y_1}{L} < Y < 1 \quad \begin{cases} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{cases} \quad (3.2.12)$$

$$Y = 0, 0 < X < 1 \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = 0; \quad (3.2.13)$$

$$Y = \frac{Y_1}{L}, \quad 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y} - Q_{\text{н}} W_{\text{н}} \frac{L}{\Delta T \lambda_3}, \\ \Theta_3 = \Theta_2, \\ \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (3.2.14)$$

$$Y = \frac{Y_1}{L}, \quad \frac{X_1}{H} < X < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = \frac{\lambda_5}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} - Q_{\text{н}} W_{\text{н}} \frac{L}{\Delta T \lambda_3}, \\ \Theta_3 = \Theta_5, \\ \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial Y} = -\frac{W_{\text{н}} L}{\rho_5 D_5}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, \quad -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = V; \end{array} \right. \quad (3.2.15)$$

$$Y = \frac{Y_2}{L}, \quad 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{\lambda_2}{\lambda_5} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y}, \\ \Theta_5 = \Theta_2, \\ \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (3.2.16)$$

$$Y = 1, \quad 0 < X < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0. \end{array} \right. \quad (3.2.17)$$

Суммарная скорость испарения на участке поверхности, закрытом частицей, составляющие которой вычислялись на каждом шаге вдоль оси x по выражению (2.1.55), определена из соотношения:

$$y = Y_1, \quad 0 < x < X_1, \quad W_{и\Sigma} = \int_{x=0}^{X_1} W_{и}(x) dx. \quad (3.2.18)$$

Суммарный газоприход $W_{и\Sigma}$ принимался распределенным в малой окрестности частицы согласно выражению:

$$y = Y_1, \quad X_1 < x < X_1 + 10h_x, \\ W_{и}^S(x)_k = W_{и}(x)_k + \frac{1,1-0,1k}{10} W_{и\Sigma}, \quad k = 1; 2; \dots 10. \quad (3.2.19)$$

Численное моделирование процессов тепломассопереноса выполнено при следующих значениях теплофизических и термохимических характеристик взаимодействующих веществ [117, 143–148]:

$$C_1=1006 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \quad \rho_1=1,161 \text{ кг}/\text{м}^3, \quad \lambda_1=0,026 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$C_2=2720 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \quad \rho_2=1200 \text{ кг}/\text{м}^3, \quad \lambda_2=0,25 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$C_3=2190 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \quad \rho_3=885 \text{ кг}/\text{м}^3, \quad \lambda_3=0,117 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$C_4=2370 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}), \quad \rho_4=2,8 \text{ кг}/\text{м}^3, \quad \lambda_4=0,028 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

$$Q_0=43,8 \text{ МДж}/\text{кг}, \quad E=190 \text{ кДж}/\text{моль}, \quad k_0=7\cdot 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad M=166,2 \text{ кг}/\text{кмоль},$$

$$Q_{и}=26,1 \text{ кДж}/\text{кг}, \quad \Theta_{ч}=1, \quad \Theta_0=0,3, \quad \beta=0,00096 \text{ К}^{-1}.$$

Задачи численных исследований при использовании сформулированной модели тепломассопереноса состояли в установлении масштабов влияния естественной конвекции паров горючего в среде окислителя на инерционность зажигания жидкого конденсированного вещества одиночной частицей, находящейся на его поверхности, определении значений времени задержки зажигания жидкости t_3 в рассматриваемом случае, установлении зависимостей t_3 от начальной температуры $T_ч$ и размеров $H_ч=L_ч$ частицы.

Определены зависимости времени задержки зажигания керосина от начальной температуры $T_ч$ и размеров частицы $H_ч=L_ч$, которые приведены в таблицах 3.2.1 и 3.2.2 соответственно.

Полученная зависимость времени задержки зажигания жидкости от начальной температуры частицы $T_ч$ качественно хорошо соответствует аналогичной зависимости, представленной в таблице 3.1.1. Из таблиц 3.1.1,

3.2.1 видно, что при понижении T_q время задержки зажигания увеличивается. Это объясняется тем, что при понижении T_q уменьшается теплосодержание частицы, меньше тепла частицы расходуется на нагрев и испарение жидкости, а также нагрев формирующейся парогазовой смеси.

Таблица 3.2.1. Времена задержки зажигания в системе «углеродистая частица – керосин – воздух» в зависимости от начальной температуры частицы при $H_q=L_q=2$ мм

T_q, K	1000	975	950	925	900	875	850	825	800
t_3, c	0,704	0,816	0,965	1,153	1,362	1,688	2,051	2,623	нет зажигания

Сравнивая значения t_3 , приведенные в таблицах 3.1.1 и 3.2.1, можно сделать вывод о том, что с учетом движения смеси паров горючего с окислителем в воздухе усложняются процессы переноса тепла и массы в рассматриваемой системе. В таком случае более длительной становится стадия прогрева паров горючего в воздухе. Как следствие, времена задержки зажигания в несколько раз превышают аналогичные показатели для диффузионной модели тепломассопереноса (п. 3.1).

Таблица 3.2.2. Времена задержки зажигания в системе «углеродистая частица – керосин – воздух» в зависимости от размеров частицы при $T_q=1000$ К

$H_q=L_q, мм$	2	1,8	1,6	1,4	1,2	1	0,8
t_3, c	0,704	0,752	0,826	0,983	1,391	1,925	нет зажигания

Из таблицы 3.2.2 видно, что при незначительном уменьшении размеров частицы относительно $H_q=L_q=2$ мм время задержки зажигания t_3 существенно не меняется. Однако, при снижении размеров частицы до $H_q=L_q=1,2$ мм

происходит резкое увеличение t_3 . Полученный результат можно объяснить тем, что при уменьшении размеров $H_{\text{ч}}$ и $L_{\text{ч}}$ сокращаются площади поверхностей частицы, с которых осуществляется теплоотвод в жидкость и воздух. При этом уменьшается площадь прогрева жидкости, менее интенсивно происходит ее испарение и нагрев образующейся парогазовой смеси. Вследствие этого снижается как температура смеси паров горючего с окислителем, так и скорость движения потока паров от поверхности испарения, что приводит, в свою очередь, к уменьшению концентрации горючего в воздухе и снижению вероятности воспламенения.

Установленные особенности позволяют сделать вывод о том, что при достаточно больших размерах частицы ($H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}>2$ мм) в рассматриваемом случае зажигание происходит в режиме, адекватном режиму зажигания массивным нагретым телом с постоянной температурой [92]. В связи с этим при теоретическом исследовании процессов тепломассопереноса в условиях зажигания жидкостей частицами больших размеров возможно использование относительно простых моделей [92].

Как и в случае зависимостей времени задержки зажигания от начальной температуры частицы при её фиксированных размерах (табл. 3.1.1, 3.2.1), значения t_3 в зависимости от размеров частицы при фиксированной начальной температуре (табл. 3.1.2, 3.2.2) качественно хорошо согласуются.

Необходимо подчеркнуть, что полученные значения времен задержки зажигания керосина одиночной разогретой углеродистой частицей (табл. 3.2.1, 3.2.2) значительно превышают экспериментальные значения времен задержки зажигания капель керосина, приведенные в [93]. Это можно объяснить тем, что в [93] рассматривался процесс зажигания капель керосина, падающих на горячую поверхность массивного твердого тела. Очевидно, что время разогрева капли малых размеров при ее взаимодействии с массивным горячим телом значительно меньше, чем время разогрева пленки или большого объема жидкости горячей частицей малых размеров.

Тепло, передаваемое от горячей поверхности твердого тела к капле, в десятки раз превышает тепло, передаваемое от горячей частицы малых размеров в жидкость. Поэтому скорости прогрева и испарения капли керосина в [93] существенно больше аналогичных показателей исследуемого процесса в [151–153]. Результаты сравнительного анализа макроскопических закономерностей процессов тепломассопереноса в системах «капля жидкого вещества – массивная нагретая поверхность» и «источник ограниченной энергоемкости – жидкое вещество» приведены в шестой главе.

В результате численного решения задачи установлено, что зажигание происходит в малой по размерам области над частицей в районе оси симметрии (рис. 3.2.2), как и в случае численного решения задачи тепломассопереноса при зажигании жидкого топлива одиночной частицей без учета конвекции паров горючего в среде окислителя (рис. 3.1.2).

Известно [48], что воспламенение парогазовой смеси возможно, если давление, температура и концентрация компонентов соответствуют определенным диапазонам пределов воспламенения. Принято считать нижнюю температуру источника энергии, при которой происходит воспламенение, температурой зажигания. Температурой же воспламенения считается температура смеси, при которой она воспламеняется [48].

В случае зажигания жидкого топлива одиночной горячей частицей температура зажигания значительно выше температуры воспламенения горючих жидкостей. Температура, близкая к температуре накаливаемой поверхности, локализуется в очень узком слое газовой смеси, что отчетливо видно на рисунках 3.2.2, 3.2.3.

Кроме того, необходимо учитывать, что при окислении паров горючего вблизи нагретой до высоких температур поверхности частицы выделяется тепло. Теплопередача из этой зоны к поверхности частицы препятствует дальнейшему росту температуры слоя смеси. Некоторая удаленность области воспламенения от поверхности жидкости обусловлена необходимостью максимального разогрева компонентов перед воспламенением.

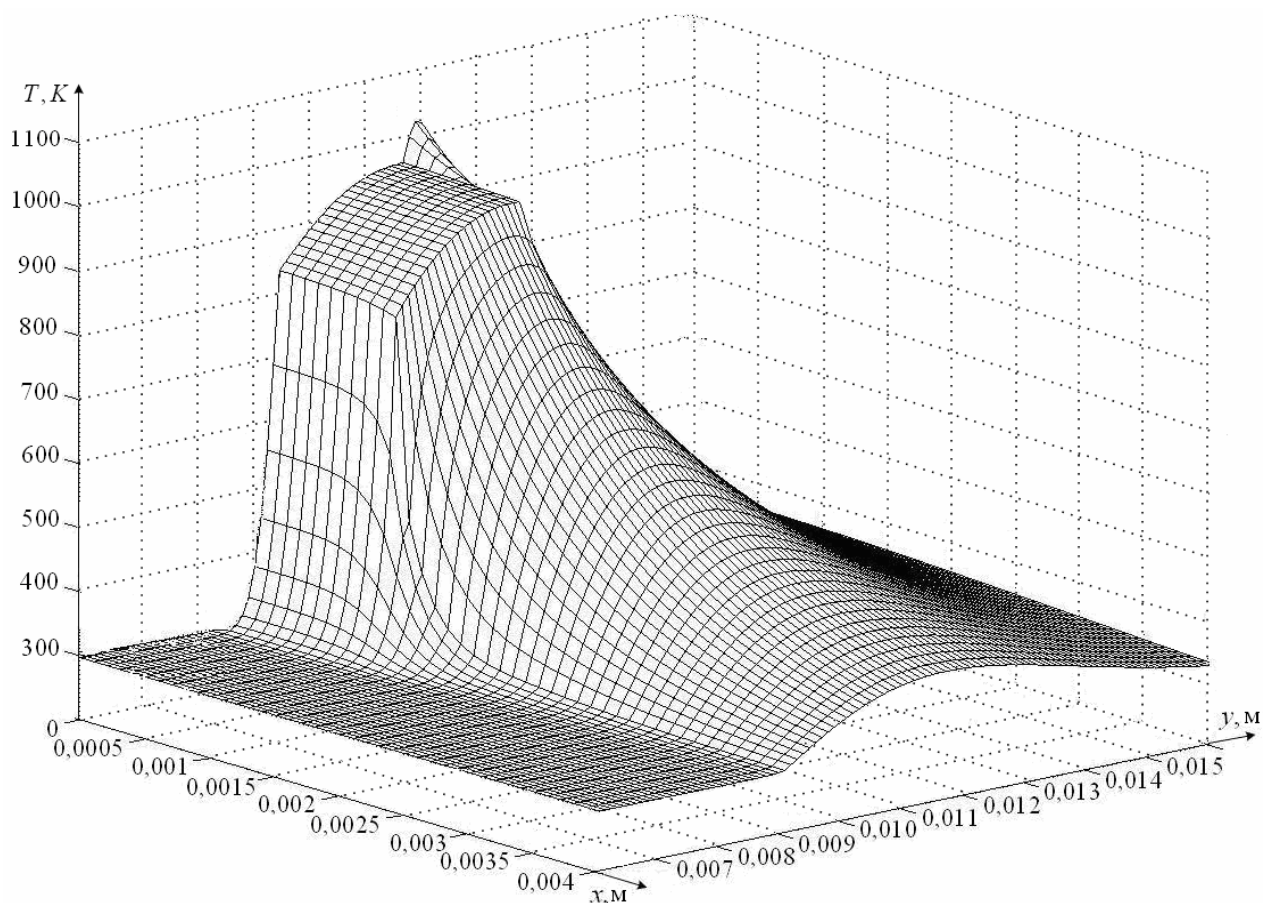


Рисунок 3.2.2. Температурное поле системы «углеродистая частица – керосин – воздух» в момент воспламенения ($t_3=0,704$ с) при $T_q=1000$ К, $H_q=L_q=2$ мм

На рисунке 3.2.3 видно снижение температуры частицы на границах с парогазовой смесью и жидкостью за счет теплоотвода со всех её граней. При испарении керосина на границе с частицей падение температур источника максимально. На границах контакта с воздухом температура частицы незначительно уменьшается с момента попадания на поверхность жидкого топлива. Локальные экстремумы температур смеси паров горючего с воздухом над верхней гранью частицы в районе оси симметрии существенно превышают значения градиентов в других областях (рис. 3.2.2, 3.2.3).

Численный анализ закономерностей процессов тепломассопереноса показал возможность зажигания керосина одиночной углеродистой частицей с начальной температурой выше 800 К при $H_q=L_q=2$ мм. Установлено, что при $T_q=1000$ К зажигание происходит, если размеры частицы больше 0,4 мм. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что зажигание

керосина возможно при попадании на его поверхность частиц с размерами меньше 0,4 мм, но нагретыми до температур выше 1000 К.

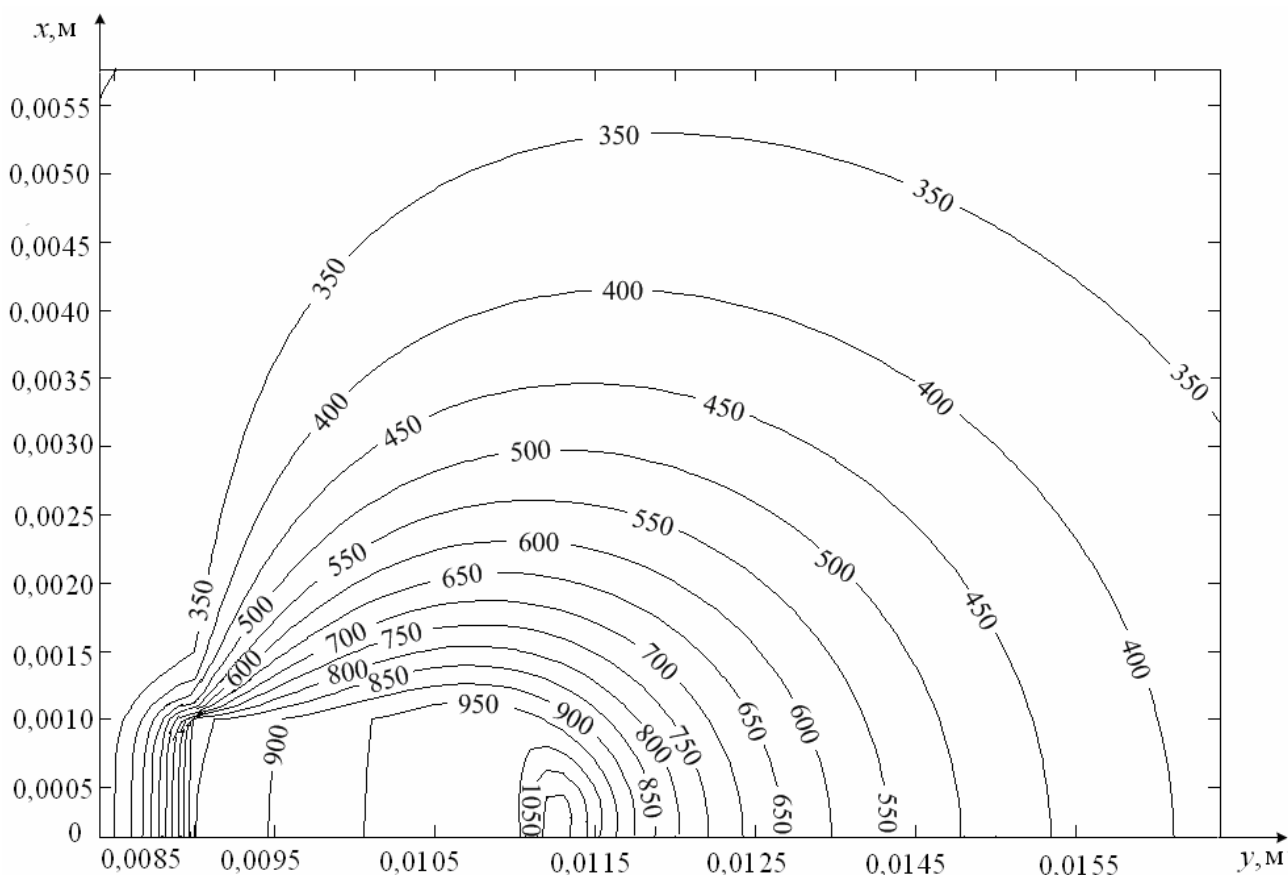


Рисунок 3.2.3. Изотермы (T, K) системы «углеродистая частица – керосин – воздух» в момент воспламенения ($t_3=0,704 \text{ с}$) при $T_ч=1000 \text{ K}$, $H_ч=L_ч=2 \text{ мм}$

Сравнивая результаты численного моделирования процессов тепломассопереноса для случаев зажигания, в первом из которых перенос паров горючего в среде окислителя происходит за счет диффузии без учета конвекции (п. 3.1), а во втором – за счет диффузии и конвекции (п. 3.2), можно отметить, что интенсивность процесса зажигания жидкости одиночной частицей существенно зависит от конвекции паров горючего в газовой области над поверхностью жидкого топлива. Это можно объяснить сильным влиянием на химическое взаимодействие окислителя и горючего процессов тепломассопереноса восходящих потоков паров жидкого вещества. При этом в случае увеличения температуры и размеров источника

нагрева процесс испарения жидкости при непосредственном контакте её с частицей происходит более интенсивно. Вследствие чего появляются области в парогазовой смеси с большими различиями градиентов температур и концентраций горючего. Это в свою очередь приводит к увеличению интенсивности естественной конвекции и уменьшению времени задержки зажигания в рассматриваемой системе (рис. 3.2.1).

В случае диффузионного переноса паров горючего в среде окислителя интенсивность процесса зажигания определяется неравномерным распределением концентрации паров горючего в окружающем воздухе. Так как для реализации условий воспламенения достаточно 10÷15 % горючего в газовой фазе (рис. 3.1.4), то такие градиенты концентраций достигаются относительно быстро (значения t_3 минимальны). При совместном влиянии естественной конвекции и диффузии скорость исследуемого процесса (рис. 3.2.1) определяется в большей степени не диффузионным переносом, а переносом тепла вместе с парами горючего за счет конвекции. Этот процесс является существенно нелинейным и нестационарным, что усложняет механизм зажигания и приводит к увеличению времен задержки зажигания.

Влияние вынужденной конвекции на процессы зажигания и воспламенения горючих жидкостей является более сложным [154, 155]. Широкую известность получили результаты исследований влияния вынужденной конвекции на скорость горения газов, выполненных Д.Б. Сполдингом [71]. Показано, что это влияние сильно зависит не только от скорости воздуха, но и от внешних условий. В общей теории тепломассопереноса, гидродинамики и механики жидкости [156–159] этому фактору уделено особое внимание. Для системы «разогретая частица – жидкое горючее вещество – окислитель» влияние вынужденной конвекции окислителя проанализировано в четвертой главе.

Следует отметить, что при нахождении частицы на поверхности жидкости обеспечивается близкий к идеальному тепловой контакт. На примере следующей задачи тепломассопереноса проанализированы условия,

при которых на границе «частица – жидкость» нет идеального контакта (формируется паровой зазор).

3.3 Формирование парового зазора между источником нагрева и жидкостью

Решена задача тепломассопереноса в системе «одиночная частица – жидкое топливо – воздух» (рис. 3.3.1) в условиях формирования парового зазора между разогретой до высоких температур частицей и поверхностью жидкого вещества [160, 161].

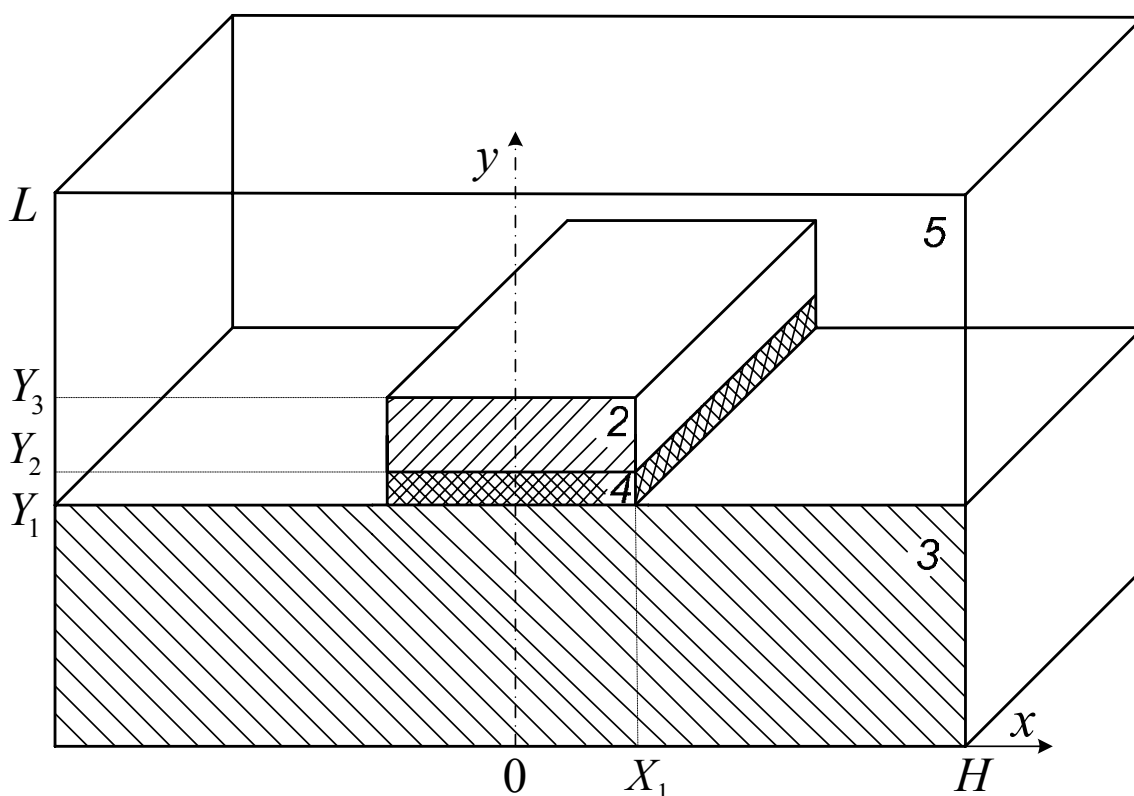


Рисунок 3.3.1. Схема области решения задачи при $0 < \tau < \tau_3$: 2 – частица, 3 – жидкое горючее вещество, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь

При решении задач тепломассопереноса в условиях формирования пузырьков и паровых прослоек, как правило, используются системы дифференциальных уравнений с соответствующими начальными и

граничными условиями [162–165], которые учитывают гидродинамические и тепловые факторы. В рамках рассматриваемой модели тепломассопереноса (рис. 3.3.1) использовалась система дифференциальных уравнений в частных производных (п. 2.1), которая учитывает формирование и динамичное изменение размеров парового зазора между локальным источником нагрева и поверхностью жидкого вещества.

В качестве источника нагрева приняты одиночные неметаллические (углерод) и металлические (сталь, алюминий) частицы в форме параллелепипеда малых размеров. Вероятность погружения относительно легких частиц в жидкость мала. В тоже время в случае частиц, нагретых до температур порядка 1000 К, интенсивность испарения достаточно высокая. Вследствие этого можно предположить наличие парового зазора между частицей и жидкостью при испарении последней (рис. 3.3.1). В качестве воспламеняемых веществ выбраны типичные жидкие топлива: керосин, бензин, дизельное топливо.

Численное моделирование процессов тепломассопереноса выполнено при допущениях, приведенных в п. 3.2. Дополнительно учитывалась возможность формирования парового зазора между частицей и воспламеняемой жидкостью. Для углеродистых частиц с относительно низкой плотностью и достаточно высокой пористостью это допущение выполняется в широком диапазоне возможного изменения основных параметров и условий воспламенения. Частицы легких металлов (например, алюминий) также в условиях интенсивного испарения горючего могут не погружаться в жидкость, а удерживаться на некотором расстоянии от её поверхности паровым потоком.

Система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений для рассматриваемой модели включает уравнения (2.1.18) – (2.1.23).

Начальные условия определены по выражениям (2.1.32) – (2.1.35).

Граничные условия (рис. 3.3.1) в отличие от общей постановки (п. 2.1) имеют следующий вид:

$$X = 0, 0 < Y < \frac{Y_1}{L} \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial X} = 0; \quad (3.3.1)$$

$$X = 0, \frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_4}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{array} \right. \quad (3.3.2)$$

$$X = 0, \frac{Y_2}{L} < Y < \frac{Y_3}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = 0, \\ C_r = 0, \\ \Psi = 0, \\ \Omega = 0; \end{array} \right. \quad (3.3.3)$$

$$X = 0, \frac{Y_3}{L} < Y < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{array} \right. \quad (3.3.4)$$

$$X = \frac{X_1}{H}, \frac{Y_1}{L} < Y < \frac{Y_2}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_4}{\partial X} = \frac{\lambda_5}{\lambda_4} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}, \\ \Theta_4 = \Theta_5, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{array} \right. \quad (3.3.5)$$

$$X = \frac{X_1}{H}, \frac{Y_2}{L} < Y < \frac{Y_3}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} = \frac{\lambda_5}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}, \\ \Theta_2 = \Theta_5, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (3.3.6)$$

$$X = 1, 0 < Y < \frac{Y_1}{L} \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial X} = 0; \quad (3.3.7)$$

$$X = 1, \frac{Y_1}{L} < Y < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0; \end{array} \right. \quad (3.3.8)$$

$$Y = 0, 0 < X < 1 \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = 0; \quad (3.3.9)$$

$$Y = \frac{Y_1}{L}, 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = \frac{\lambda_4}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y} - Q_{\text{н}} W_{\text{н}} \frac{L}{\Delta T \lambda_3}, \\ \Theta_3 = \Theta_4, \\ \frac{\partial C_r}{\partial Y} = -\frac{W_{\text{н}} L}{\rho_5 D_5}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = V; \end{array} \right. \quad (3.3.10)$$

$$Y = \frac{Y_1}{L}, \frac{X_1}{H} < X < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} = \frac{\lambda_5}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} - Q_{\text{н}} W_{\text{н}} \frac{L}{\Delta T \lambda_3}, \\ \Theta_3 = \Theta_5, \\ \frac{\partial C_r}{\partial Y} = -\frac{W_{\text{н}} L}{\rho_5 D_5}, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = V; \end{array} \right. \quad (3.3.11)$$

$$Y = \frac{Y_2}{L}, 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y} = \frac{\lambda_4}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_4}{\partial Y}, \\ \Theta_2 = \Theta_4, \\ \frac{\partial C_r}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (3.3.12)$$

$$Y = \frac{Y_3}{L}, 0 < X < \frac{X_1}{H} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{\lambda_2}{\lambda_5} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y}, \\ \Theta_5 = \Theta_2, \\ \frac{\partial C_r}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0; \end{array} \right. \quad (3.3.13)$$

$$Y = 1, 0 < X < 1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial C_r}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \\ \Psi = 0. \end{array} \right. \quad (3.3.14)$$

Алгоритм определения динамично меняющихся размеров парового зазора между частицей и поверхностью жидкости включал вычисление сил давления частицы (давления силы тяжести) и динамического давления паров горючего на нижнюю поверхность частицы (давления, обусловленного движением парогазовой смеси от границы испарения). Динамическое давление парогазовой смеси P_1 рассчитывалось по формуле (2.1.57). Давление силы тяжести частицы P_2 (статическое давление частицы) определялось из соотношения (2.1.58).

Численное моделирование процессов тепломассопереноса выполнено при следующих значениях теплофизических и термохимических характеристик взаимодействующих веществ [117, 143–148]:

воздух: $C_1=1006$ Дж/(кг·К), $\rho_1=1,161$ кг/м³, $\lambda_1=0,026$ Вт/(м·К), $\Theta_0=0,3$;

частица: $\Theta_{\text{ч}}=1$ (табл. 2.13.3.1);

бензин: $C_3=2060$ Дж/(кг·К), $\rho_3=751$ кг/м³, $\lambda_3=0,116$ Вт/(м·К),

$C_4=2280$ Дж/(кг·К), $\rho_4=2,5$ кг/м³, $\lambda_4=0,027$ Вт/(м·К),

$Q_0=45$ МДж/кг, $E=130$ кДж/моль, $k_0=7 \cdot 10^6$ с⁻¹, $M=100$ кг/кмоль,

$Q_{\text{и}}=29,4$ кДж/кг, $\beta=0,0012$ К⁻¹;

керосин: $C_3=2190$ Дж/(кг·К), $\rho_3=885$ кг/м³, $\lambda_3=0,117$ Вт/(м·К),

$C_4=2370$ Дж/(кг·К), $\rho_4=2,8$ кг/м³, $\lambda_4=0,028$ Вт/(м·К),

$Q_0=43,8$ МДж/кг, $E=190$ кДж/моль, $k_0=7 \cdot 10^7$ с⁻¹, $M=166,2$ кг/кмоль,

$Q_{\text{и}}=26,1$ кДж/кг, $\beta=0,00096$ К⁻¹;

дизельное топливо: $C_3=2980$ Дж/(кг·К), $\rho_3=887,7$ кг/м³, $\lambda_3=0,1169$ Вт/(м·К),

$C_4=3230$ Дж/(кг·К), $\rho_4=3,1$ кг/м³, $\lambda_4=0,029$ Вт/(м·К),

$Q_0=42$ МДж/кг, $E=250$ кДж/моль, $k_0=9 \cdot 10^8$ с⁻¹, $M=150$ кг/кмоль,

$Q_{\text{и}}=25$ кДж/кг, $\beta=0,0009$ К⁻¹.

Таблица 3.3.1. Теплофизические характеристики частиц [146, 147]

Вещество	C , Дж/(кг·К)	ρ , кг/м ³	λ , Вт/(м·К)
Углерод	2720	1200	0,25
Сталь	470	7831	49
Алюминий	900	2700	98

Задачи численного анализа исследуемого процесса при использовании сформулированной модели состояли в установлении масштабов влияния парового зазора между частицей и жидкостью на интенсивность процессов тепломассопереноса при зажигании последней, определении зависимостей времени задержки зажигания от начальной температуры $T_{\text{ч}}$, размеров $H_{\text{ч}}$, $L_{\text{ч}}$ и

теплофизических свойств материала частицы для типичных жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо).

В таблице 3.3.2 приведена зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры частицы в системе «стальная частица – бензин – воздух» с учетом парового зазора между частицей и жидкостью.

Таблица 3.3.2. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – бензин – воздух» в зависимости от начальной температуры частицы при $H_ч=4$ мм, $L_ч=1$ мм

$T_ч$, К	1000	975	950	925	900	875	850
t_3 , с	1,202	1,365	1,634	1,918	2,301	2,825	нет зажигания

Из таблицы 3.3.2 видно, что значения t_3 в зависимости от начальной температуры частицы $T_ч$ превышают аналогичные показатели, приведенные в таблице 3.2.1.

В таблицах 3.3.3 – 3.3.5 представлены зависимости времени задержки зажигания t_3 от размеров $H_ч$, $L_ч$ и теплофизических свойств материала частицы для бензина, керосина и дизельного топлива соответственно.

Таблица 3.3.3. Времена задержки зажигания в системе «одиночная частица – бензин – воздух» в зависимости от размеров и материала частицы при $T_ч=1000$ К

Размеры частицы	$H_ч$, мм	2	2	2	3	4	4	4	4
	$L_ч$, мм	1	0,8	0,6	1	1	0,8	0,6	0,5
		t_3 , с							
Материал частицы	Углерод	2,827	3,312	3,676	2,339	1,442	1,749	2,147	2,923
	Алюминий	2,519	2,915	3,427	1,943	1,319	1,572	1,903	2,297
	Сталь	2,264	2,641	3,182	1,421	1,202	1,236	1,376	1,545

Таблица 3.3.4. Времена задержки зажигания в системе «одиночная частица – керосин – воздух» в зависимости от размеров и материала частицы при $T_{\text{ч}}=1000 \text{ К}$

Размеры частицы	$H_{\text{ч}}$, мм	2	2	2	3	4	4	4	4
	$L_{\text{ч}}$, мм	1	0,8	0,6	1	1	0,8	0,6	0,5
		t_3 , с							
Материал частицы	Углерод	2,851	3,403	3,712	2,402	1,488	1,765	2,302	3,083
	Алюминий	2,603	2,987	3,534	1,991	1,349	1,582	1,981	2,521
	Сталь	2,301	2,713	3,217	1,502	1,205	1,242	1,432	1,673

Таблица 3.3.5. Времена задержки зажигания в системе «одиночная частица – дизельное топливо – воздух» в зависимости от размеров и материала частицы при $T_{\text{ч}}=1000 \text{ К}$

Размеры частицы	$H_{\text{ч}}$, мм	2	2	2	3	4	4	4	4
	$L_{\text{ч}}$, мм	1	0,8	0,6	1	1	0,8	0,6	0,5
		t_3 , с							
Материал частицы	Углерод	2,917	3,502	3,821	2,503	1,538	1,986	2,321	3,201
	Алюминий	2,702	3,022	3,604	2,018	1,424	1,623	1,997	2,534
	Сталь	2,416	2,898	3,301	1,603	1,256	1,299	1,446	1,745

Зависимости времени задержки зажигания от размеров частицы (табл. 3.3.3 – 3.3.5) качественно хорошо согласуются с данными таблиц 3.1.2, 3.2.2. Однако, значения t_3 существенно превышают аналогичные параметры, приведенные в таблицах 3.1.2, 3.2.2. Это вызвано, в первую очередь, тем, что в рассматриваемой задаче тепломассопереноса выбраны частицы в форме параллелепипеда, вытянутого вдоль поверхности жидкости. Такая форма частицы моделировалась последовательным изменением размеров $H_{\text{ч}}$, $L_{\text{ч}}$ (табл. 3.3.3 – 3.3.5) и была выбрана для приближения постановки задачи к процессам, имеющим место на практике. При $H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}$ вероятность удержания частицы на слое паров между ней и жидкостью мала. При наличии в

рассматриваемой системе частицы в форме параллелепипеда, вытянутого вдоль поверхности жидкости, увеличивается площадь поверхности частицы, с которой осуществляется теплоотвод в паровой зазор, и уменьшается площадь контакта частицы с парогазовой смесью, что приводит к меньшему расходу тепла частицы на нагрев смеси.

Анализ значений t_3 (табл. 3.2.2, 3.3.3 – 3.3.5) показывает, что наличие парового зазора между источником энергии и жидкостью с низким коэффициентом теплопроводности по сравнению с жидким веществом и частицей приводит при прочих идентичных условиях к увеличению времени задержки зажигания по сравнению с задачей, когда контакт на границе частица – жидкость идеален. Следует отметить, что с увеличением начальной температуры источника $T_ч$ размеры парового зазора между частицей и жидкостью увеличиваются, больше паров горючего формируется и диффундирует в окружающий воздух. Вследствие этого увеличивается концентрация паров горючего в среде окислителя и температура формирующейся парогазовой смеси. В таких условиях вероятность воспламенения резко возрастает.

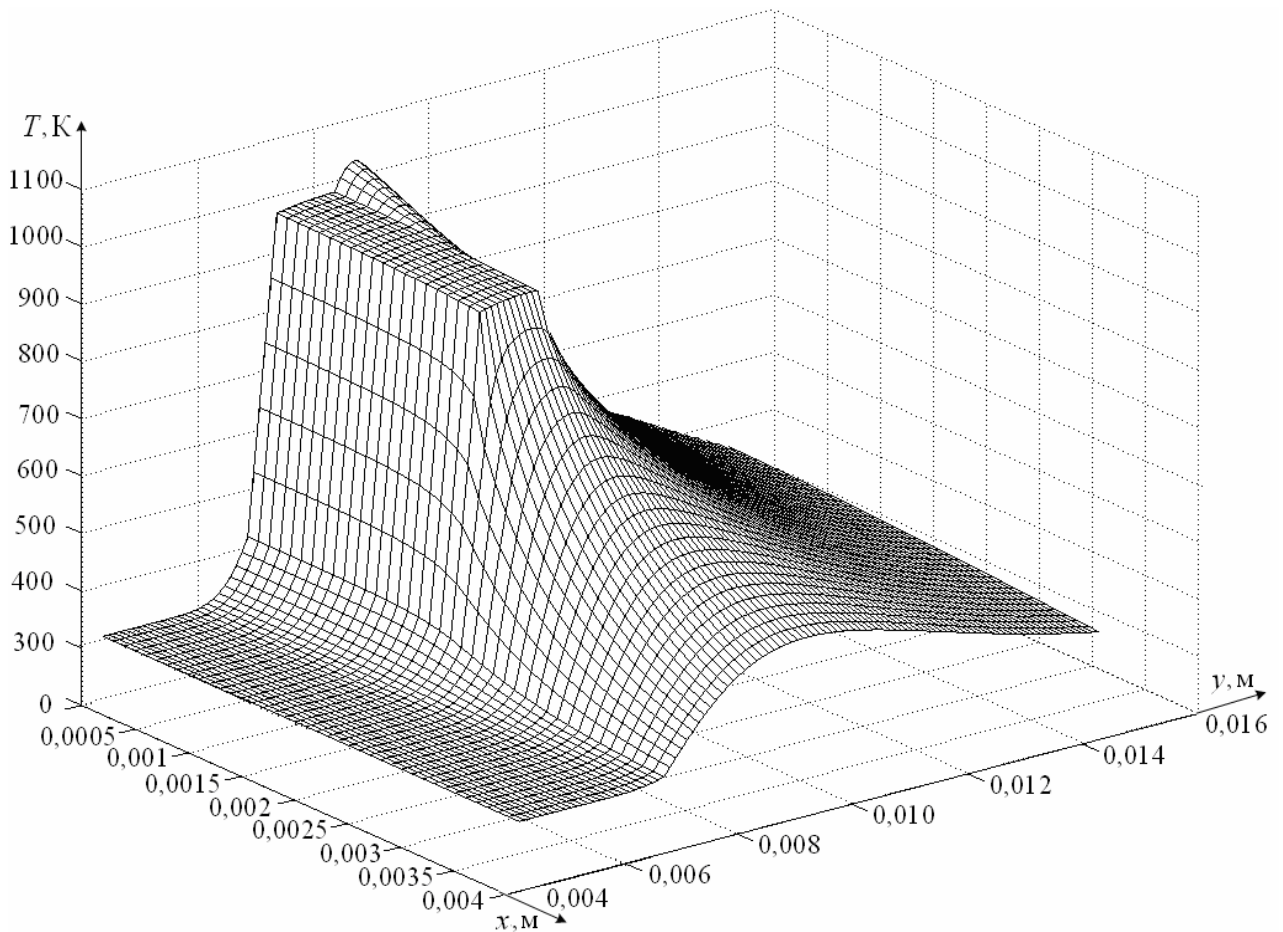
Так как при численном моделировании размеры парового зазора рассчитывались исходя из динамики и условий исследуемого процесса (п. 2.1), то трудно выделить критические размеры этой зоны, при которых возможно воспламенение. Динамика исследуемого процесса определяется начальной температурой, размерами и формой частицы, теплофизическими характеристиками жидкого горючего вещества и параметрами внешней среды.

Зависимости времени задержки зажигания жидкости от теплофизических свойств материала частиц (табл. 3.3.3 – 3.3.5) показывают, что скорости окисления паров жидких горючих веществ при их контакте с металлическими частицами выше, чем с углеродистыми. Это объясняется тем, что у металлов теплопроводность и плотность существенно превышают аналогичные показатели для углерода (табл. 3.3.1). При взаимодействии с

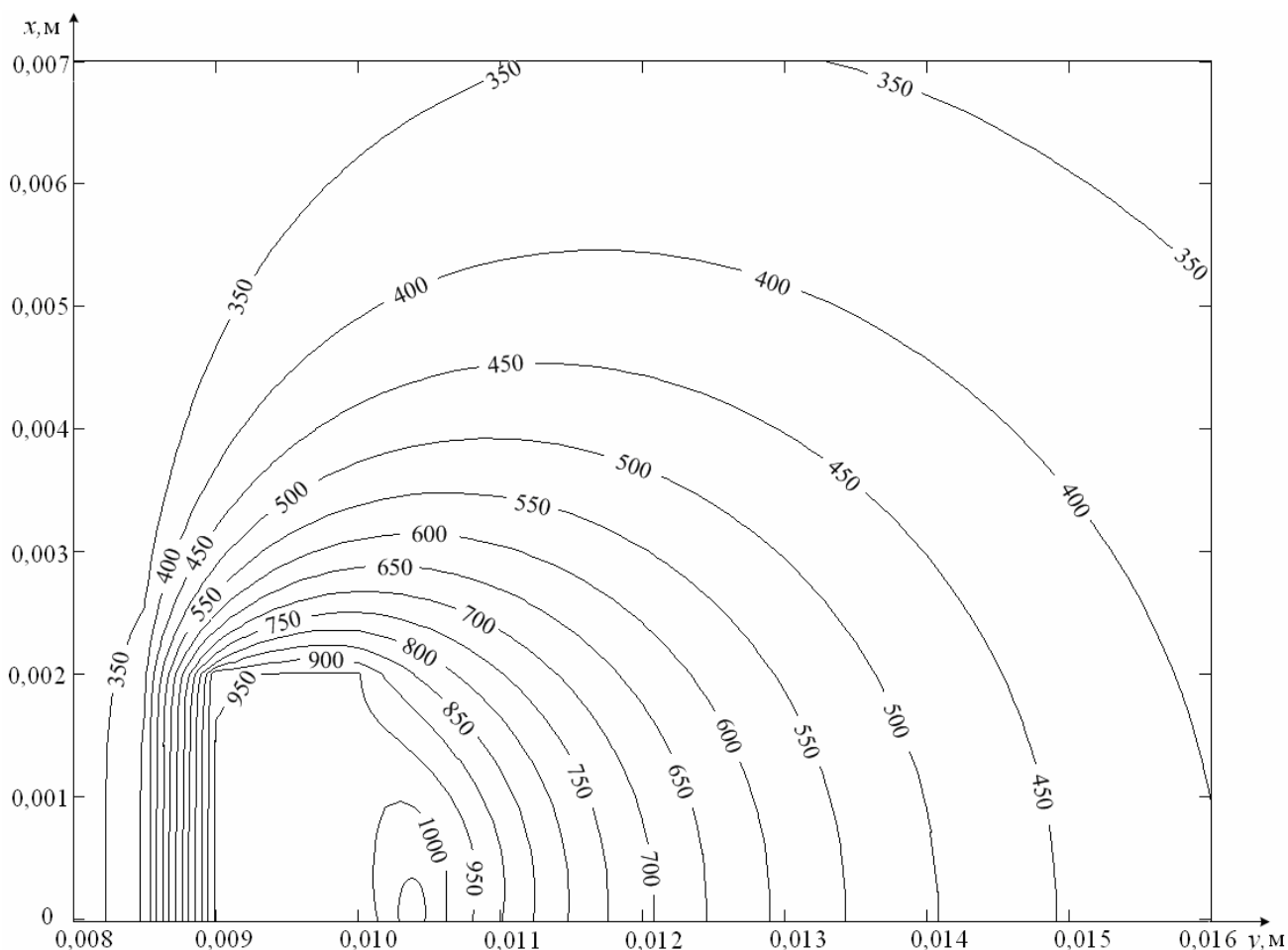
алюминиевыми частицами время задержки зажигания горючих жидкостей больше, чем со стальными частицами. Установленные зависимости можно объяснить тем, что у стали в несколько раз больше объёмная теплоемкость по сравнению с алюминием [146, 147].

Анализируя значения времен задержки зажигания (табл. 3.3.3 – 3.3.5), можно сделать вывод о том, что оптимальные условия зажигания (с минимальными t_3) жидких топлив реализуются при высоком теплосодержании и большой теплопроводности источника нагрева. Различия времен задержки зажигания для выбранных типичных жидких топлив (табл. 3.3.3 – 3.3.5) объясняются отличием их теплофизических и термохимических характеристик.

На рисунке 3.3.2 показаны температурное поле и положение характерных изотерм в момент воспламенения в системе «углеродистая частица – бензин – воздух» при $T_ч=1000$ К, $L_ч=1$ мм, $H_ч=4$ мм.



a



б

Рисунок 3.3.2. Температурное поле (а) и изотермы (б) системы «углеродистая частица – бензин – воздух» в момент воспламенения ($t_3=1,442$ с) при $T_ч=1000$ К, $L_ч=1$ мм, $H_ч=4$ мм

Зона локализации ведущей химической реакции окисления находится над частицей в районе оси симметрии (рис. 3.3.2). Однако, зона воспламенения несколько удалена от верхней грани частицы по сравнению с рисунком 3.2.2. Это можно объяснить дополнительным поступлением нагретых паров из-под частицы вследствие формирования в этой области парового зазора.

При формировании парового зазора между частицей и жидкостью увеличивается зона прогрева газовой области над частицей и уменьшается зона прогрева жидкости (рис. 3.3.2). Полученный результат объясняется

отсутствием идеального теплового контакта между частицей и жидкостью и увеличением интенсивности процессов тепломассопереноса в газовой области за счет увеличения концентрации горючего при дополнительном поступлении паров жидкого топлива.

Рассмотренный механизм зажигания достаточно редко встречается на практике, так как реализуется при наличии относительно легких частиц малых размеров, нагретых до температур выше 1000 К. Значительно чаще наблюдается осаждение на поверхность жидких горючих веществ разогретых частиц металлов, при котором происходит частичное или полное погружение локального источника энергии в жидкость. На примере следующей задачи тепломассопереноса проанализированы условия зажигания жидкостей погружающимся типичным источником ограниченной энергоемкости – разогретой металлической частицей.

3.4 Погружение источника ограниченной энергоемкости в жидкость

Постановка задачи тепломассопереноса при зажигании жидкости одиночной горячей частицей с учетом частичного погружения источника энергии в жидкое вещество и соответствующая математическая модель представлены в п. 2.1.

Численное моделирование процессов тепломассопереноса в рассматриваемом случае [166–169] выполнено при теплофизических и термохимических характеристиках взаимодействующих веществ, приведенных в п. 3.3.

Задачи численного анализа исследуемого процесса при использовании сформулированной модели тепломассопереноса состояли в установлении масштабов влияния фактора погружения источника энергии в жидкость на интенсивность процессов тепломассопереноса при зажигании последней.

В таблице 3.4.1 приведена зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры частицы $T_{\text{ч}}$ в системе «стальная частица – бензин – воздух» с учетом частичного погружения источника нагрева в жидкость.

Таблица 3.4.1. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – бензин – воздух» в зависимости от начальной температуры частицы при $H_{\text{ч}}=4$ мм, $L_{\text{ч}}=1$ мм

$T_{\text{ч}}$, К	1000	975	950	925	900	875	850
t_3 , с	1,545	1,721	1,969	2,317	2,845	3,217	нет зажигания

Сравнение значений времен задержки зажигания типичных жидких топлив (табл. 3.2.1, 3.3.2, 3.4.1) показывает, что при частичном погружении источника в жидкость интенсивность процессов переноса тепла и массы в газовой фазе уменьшается и значительно снижается вероятность зажигания жидкости в таких условиях. Даже при температурах частицы порядка 1000 К время задержки зажигания (табл. 3.4.1) существенно отличается от аналогичных показателей, представленных в таблицах 3.2.1, 3.3.2.

В таблицах 3.4.2 – 3.4.4 приведены зависимости времени задержки зажигания t_3 от размеров $H_{\text{ч}}$, $L_{\text{ч}}$ и теплофизических свойств материала частицы для бензина, керосина, дизельного топлива соответственно.

Таблица 3.4.2. Времена задержки зажигания в системе «одиночная частица – бензин – воздух» в зависимости от размеров и материала частицы при $T_{\text{ч}}=1000$ К

Размеры частицы	$H_{\text{ч}}$, мм	2	2	2	3	4	4	4	4
	$L_{\text{ч}}$, мм	1	0,8	0,6	1	1	0,8	0,6	0,5
		t_3 , с							
Материал частицы	Углерод	3,117	3,433	3,901	2,509	2,276	2,325	2,483	3,058
	Алюминий	2,721	3,052	3,554	1,967	1,811	1,841	1,945	2,315
	Сталь	2,501	2,817	3,321	1,732	1,545	1,563	1,598	1,721

Таблица 3.4.3. Времена задержки зажигания в системе «одиночная частица – керосин – воздух» в зависимости от размеров и материала частицы при $T_ч=1000$ К

Размеры частицы	$H_ч$, мм	2	2	2	3	4	4	4	4
	$L_ч$, мм	1	0,8	0,6	1	1	0,8	0,6	0,5
		t_3 , с							
Материал частицы	Углерод	3,162	3,502	3,977	2,567	2,331	2,365	2,502	3,135
	Алюминий	2,774	3,133	3,612	2,034	1,866	1,891	2,012	2,676
	Сталь	2,592	2,883	3,403	1,788	1,603	1,616	1,636	1,783

Таблица 3.4.4. Времена задержки зажигания в системе «одиночная частица – дизельное топливо – воздух» в зависимости от размеров и материала частицы при $T_ч=1000$ К

Размеры частицы	$H_ч$, мм	2	2	2	3	4	4	4	4
	$L_ч$, мм	1	0,8	0,6	1	1	0,8	0,6	0,5
		t_3 , с							
Материал частицы	Углерод	3,303	3,698	4,115	2,732	2,564	2,605	2,664	3,265
	Алюминий	2,917	3,314	3,778	2,201	1,956	2,034	2,213	2,732
	Сталь	2,712	2,996	3,569	1,947	1,795	1,801	1,827	1,975

Как и в случае зависимостей от начальной температуры, зависимости t_3 от размеров и материала частицы качественно хорошо согласуются с аналогичными зависимостями для задачи тепломассопереноса при зажигании жидкого вещества частицей без учета фактора погружения (п. 3.3).

Однако, значения t_3 для случая частичного погружения источника в жидкость существенно увеличились. Полученный результат можно объяснить тем, что при погружении частицы в жидкое вещество увеличивается площадь поверхности источника, с которой осуществляется теплоотвод в жидкость, уменьшается площадь участков боковых поверхностей частицы, на которых осуществляется нагрев движущихся вверх паров горючего. Частица по мере погружения в жидкость более интенсивно

остывает и её теплосодержание уменьшается. Как следствие, тепла, отдаваемого частицей в газовую фазу, становится недостаточно для нагрева и дальнейшего воспламенения формирующейся вокруг неё парогазовой смеси.

На рисунке 3.4.1 приведено температурное поле в системе «стальная частица – бензин – воздух» при $T_ч=1000$ К, $L_ч=1$ мм, $H_ч=4$ мм. Положение характерных изотерм представлено на рисунке 3.4.2.

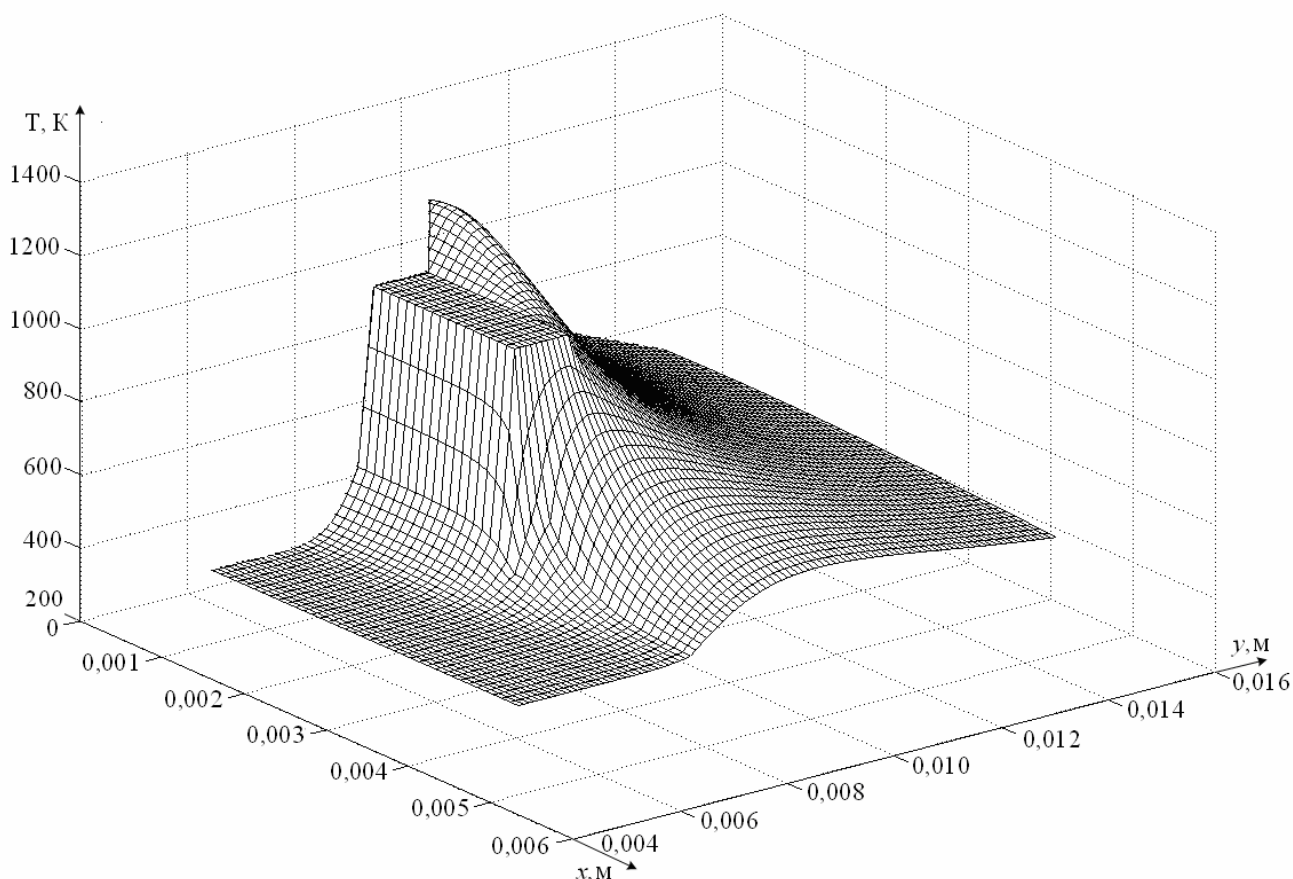


Рисунок 3.4.1. Температурное поле системы «стальная частица – бензин – воздух» в момент воспламенения ($t_3=1,545$ с) при $T_ч=1000$ К, $H_ч=4$ мм, $L_ч=1$ мм

На рисунках 3.4.1, 3.4.2 зона локализации ведущей химической реакции окисления расположена в газовой фазе над частицей в районе оси симметрии. При этом по сравнению с рисунком 3.3.2 зона прогрева жидкости значительно больше и её контуры отчетливо выделены. Это связано с тем, что при погружении источника нагрева в жидкость под частицей имеется область с низким коэффициентом теплопроводности (паровой зазор). На

границах этой области с жидкостью наблюдаются резкие разрывы коэффициентов теплопереноса и, как следствие, значительные градиенты температур.

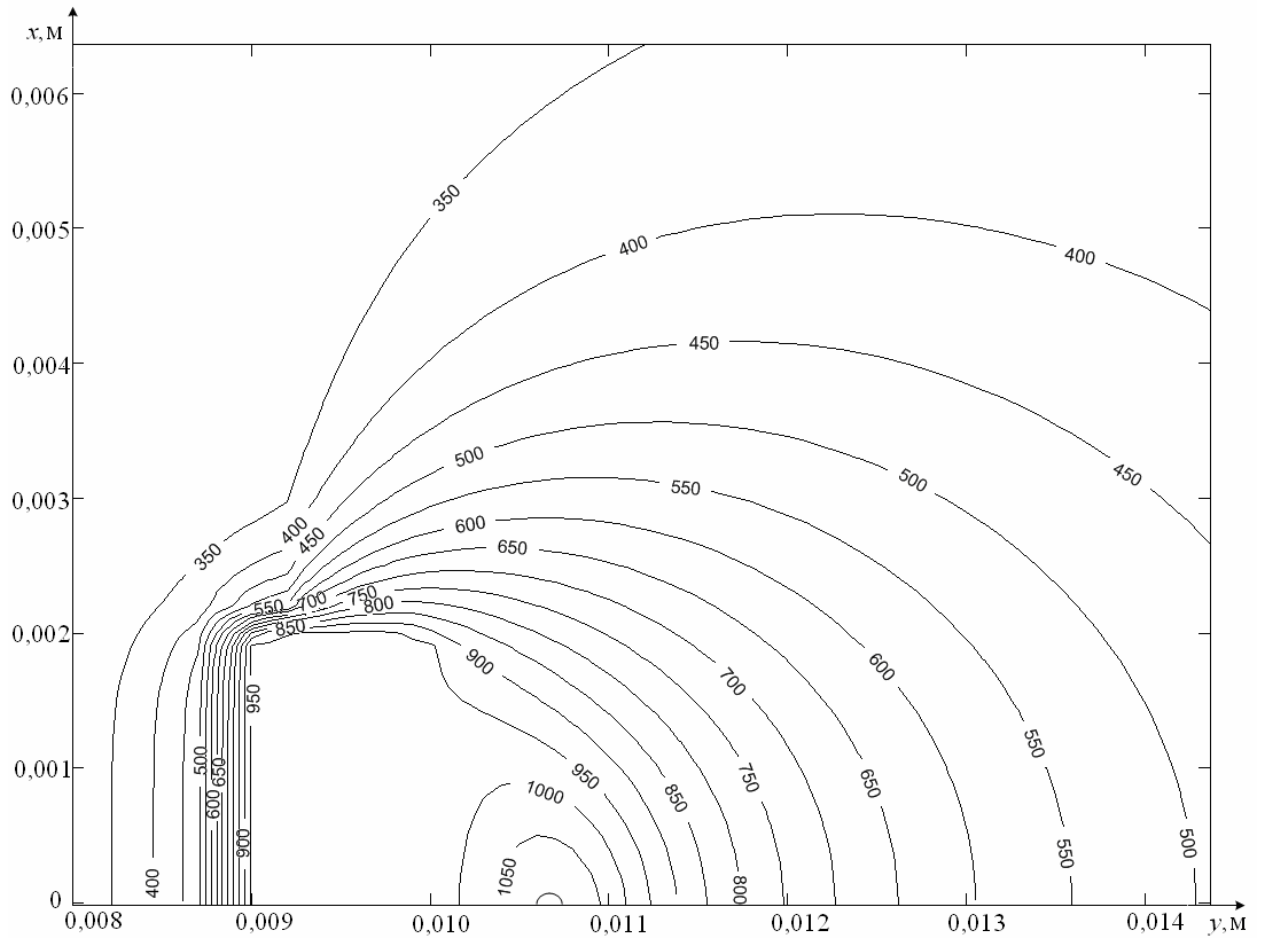


Рисунок 3.4.2. Изотермы (T , К) системы «стальная частица – бензин – воздух» в момент воспламенения ($t_3=1,545$ с) при $T_ч=1000$ К, $H_ч=4$ мм, $L_ч=1$ мм

При численном моделировании рассматривались частицы в форме параллелепипеда, вытянутого вдоль поверхности жидкости. Очевидно, что в случае частиц, вытянутых перпендикулярно поверхности воспламеняемого вещества, они будут глубоко погружаться в жидкость, так как в таких условиях давление силы тяжести частицы существенно превышает динамическое давление паров горючего, образующихся в результате испарения жидкости. В этом случае вероятность реализации условий зажигания снижается.

Анализируя температурные поля и изотермы при зажигании жидких топлив одиночной горячей частицей, полученные в результате решения выше представленных задач тепломассопереноса (п. 3.1 – 3.4), можно сделать вывод о том, что зона воспламенения располагается всегда в газовой фазе. При этом следует отметить ее малые размеры. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в случае расположения нескольких одиночных горячих частиц в непосредственной близости от поверхности жидкости (с погружением в неё или без) будут образовываться аналогичные высокотемпературные области в газовой фазе вокруг них, в которых формируются локальные очаги воспламенения. Это показывает, что в таких условиях зажигание жидкости возможно в достаточно большом объёме. Если учитывать, что скорость распространения пламени по поверхности жидкого топлива достаточно высокая, то можно полагать, что время задержки зажигания всего объёма жидкости будет определяться величиной t_3 для процесса взаимодействия отдельной горячей частицы с жидким топливом. В этом случае процессы тепломассопереноса при взаимодействии совокупности частиц с жидкими топливами можно описать системой уравнений (2.1.18) – (2.1.23).

Нередко в ходе технологических процессов на производствах [15–20] формируются частицы металлов, находящиеся в расплавленном состоянии. Представляет интерес анализ условий тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ частицами расплава металла. Исследование этого фактора выполнено при решении следующей задачи тепломассопереноса (п. 3.5).

3.5 Кристаллизация материала источника нагрева при взаимодействии с жидким конденсированным веществом

Решена задача тепломассопереноса при зажигании керосина одиночными каплями металлов (алюминий, сталь) в системе «частица –

жидкое горючее вещество – воздух» с учетом кристаллизации материала источника энергии при остывании [170, 171]. Физическая постановка задачи соответствуют предыдущей и дополнена учетом процесса кристаллизации материала источника тепла. Математическая модель включает систему уравнений (2.1.1)–(2.1.6), (2.1.13). Уравнение теплопроводности для частицы (2.1.12) записывалось с учетом кристаллизации материала источника при остывании.

Как правило, процессы теплопроводности в системах с твердыми телами, находящимися в размягченном (расплавленном) состоянии, сопровождаются выделением дополнительной энергии. Влияние фактора растекания и деформации поверхностей расплавленных веществ в таких случаях существенно. Однако, масштабы влияния фазового перехода из размягченного состояния в твердое при кристаллизации неоднозначны и зависят от группы факторов (например, начальная температура расплава, внешние условия). Анализ этих факторов представляет интерес для модели «разогретая металлическая частица – жидкое горючее вещество – воздух».

При учете кристаллизации материала металлической частицы уравнение теплопроводности принимает следующий вид [170, 171]:

$$C_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right) + \frac{W_k Q_k}{l_{\text{ч}}}. \quad (3.5.1)$$

Массовая скорость кристаллизации частицы рассчитывалась по формуле:

$$W_k = V_k \rho_2, \quad (3.5.2)$$

где V_k – линейная скорость кристаллизации, м/с.

Линейная скорость кристаллизации частицы определялась на каждом шаге по времени из следующего выражения:

$$V_k = \frac{\delta(x, y, t + \Delta t) - \delta(x, y, t)}{\Delta t}, \quad (3.5.3)$$

где $\delta(x, y, t + \Delta t)$, $\delta(x, y, t)$ – расстояния от нижней грани частицы до фронта кристаллизации на $(t + \Delta t)$ -ом и t -ом шаге по времени, м.

Численное моделирование выполнено при следующих значениях теплофизических и термохимических характеристик взаимодействующих веществ [117, 143–148]:

воздух: $C_1=1006$ Дж/(кг·К), $\rho_1=1,161$ кг/м³, $\lambda_1=0,026$ Вт/(м·К);

алюминий: $C_2=900$ Дж/(кг·К), $\rho_2=2700$ кг/м³, $\lambda_2=98$ Вт/(м·К),

$Q_k=399,4$ кДж/кг;

сталь: $C_2=470$ Дж/(кг·К), $\rho_2=7831$ кг/м³, $\lambda_2=49$ Вт/(м·К),

$Q_k=205$ кДж/кг;

керосин: $C_3=2190$ Дж/(кг·К), $\rho_3=885$ кг/м³, $\lambda_3=0,117$ Вт/(м·К),

$C_4=2370$ Дж/(кг·К), $\rho_4=2,8$ кг/м³, $\lambda_4=0,028$ Вт/(м·К),

$Q_0=43,8$ МДж/кг, $E=190$ кДж/моль, $k_0=7 \cdot 10^7$ с⁻¹, $M=166,2$ кг/кмоль,

$Q_{и}=26,1$ кДж/кг, $\beta=0,00096$ К⁻¹.

Задачи численного анализа исследуемого процесса при использовании сформулированной модели состояли в установлении масштабов влияния фазового перехода в источнике ограниченной энергоемкости – разогретой частице расплава металла на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания.

В таблице 3.5.1 приведены зависимости времени задержки зажигания от начальной температуры алюминиевой частицы для модели, учитывающей кристаллизацию материала источника энергии. Аналогичные зависимости для стальной частицы приведены в таблице 3.5.2.

Таблица 3.5.1. Времена задержки зажигания в системе «алюминиевая частица – керосин – воздух» в зависимости от начальной температуры частицы при $H_q=4$ мм, $L_q=1$ мм

T_q, K	1000	975	950	925	900	875
t_3^* , с	1,866	1,981	2,347	2,714	3,426	нет зажигания
t_3^{**} , с	1,645	1,778	2,123	2,467	3,254	нет зажигания
Δ , %	11,8	10,2	9,5	–	–	–

Таблица 3.5.2. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – керосин – воздух» в зависимости от начальной температуры частицы при $H_q=4$ мм, $L_q=1$ мм

T_q , К	2000	1900	1800	1700	1600	1500	1250	1000
t_3^* , с	0,639	0,718	0,833	0,987	1,012	1,116	1,425	1,603
t_3^{**} , с	0,454	0,552	0,707	0,850	0,916	–	–	–
Δ , %	28,9	23,1	15,1	13,9	9,5	–	–	–

В таблицах 3.5.1, 3.5.2 имеются обозначения: t_3^* – время задержки зажигания без учета кристаллизации частицы, с; t_3^{**} – время задержки зажигания с учетом кристаллизации частицы, с; Δ – отклонение ($\Delta = \frac{t_3^* - t_3^{**}}{t_3^*} \cdot 100$), %.

Анализ полученных значений времен задержки зажигания позволяет сделать вывод о том, что за счет дополнительной энергии, выделяемой в результате кристаллизации материала источника, процессы теплопереноса в системе «расплавленная металлическая частица – керосин – воздух» проходят более интенсивно.

Установленные отклонения времен задержки зажигания для систем со стальной и алюминиевой частицами (табл. 3.5.1, 3.5.2) можно объяснить тем, что температура плавления стали (1570÷1680 К) существенно превышает аналогичный параметр для алюминия (850÷940 К) [146–148]. В связи с этим процессы кристаллизации алюминиевой частицы начинаются при меньших температурах источника энергии по сравнению со стальной частицей.

Численный анализ (табл. 3.5.1, 3.5.2) позволяет сделать вывод о том, что при моделировании исследуемого процесса в случае алюминиевой частицы в качестве источника нагрева следует учитывать тепловой эффект в результате кристаллизации частицы при температурах T_q более 1000 К. Для стальных частиц процессы кристаллизации источника тепла играют значительную роль при T_q более 1600 К.

Анализируя масштабы влияния фазового перехода в источнике ограниченной энергоемкости при кристаллизации материала частицы на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания, можно предположить, что полученные закономерности для алюминиевой и стальной частиц (табл. 3.5.1, 3.5.2) будут соответствовать и другим металлическим частицам в широком диапазоне температур.

Достаточно часто при численном решении задач тепломассопереноса [92], механики жидкости, газа и плазмы [121, 122], гидродинамики [120] и химической кинетики [48] не учитывается изменение теплофизических характеристик взаимодействующих веществ с ростом температуры. Приведенные выше постановки задач тепломассопереноса (п. 3.1 – 3.5) также сформулированы при предположении $\lambda=\text{const}$, $\rho=\text{const}$, $C=\text{const}$. Представляет интерес исследование закономерностей зажигания жидкостей погружающимися источниками ограниченной энергоемкости при учете изменения теплофизических характеристик жидкого вещества, окислителя и разогретой частицы в условиях уменьшения теплоотвода от остывающего источника. Результаты приведены в п. 3.6.

3.6 Тепломассоперенос при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной разогретой частицей с учетом зависимости теплофизических характеристик взаимодействующих веществ от температуры

Решена задача тепломассопереноса при зажигании бензина одиночной стальной частицей в системе «частица – жидкое горючее вещество – воздух» с учетом зависимости теплофизических характеристик взаимодействующих веществ от температуры [172]. Физическая и математическая постановки соответствуют предыдущей задаче за исключением постоянства теплофизических характеристик окислителя – воздуха, источника нагрева – стальной частицы и жидкого топлива – бензина.

Задачи численного анализа исследуемого процесса при использовании сформулированной модели состояли в установлении масштабов влияния изменения теплофизических характеристик взаимодействующих веществ (теплопроводность, плотность, теплоемкость) в зависимости от температуры (табл. 3.6.1 – 3.6.4) на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания.

Моделирование выполнено при $Q_0=45$ МДж/кг, $E=130$ кДж/моль, $k_0=7 \cdot 10^6$ с⁻¹, $M=100$ кг/кмоль, $Q_H=29,4$ кДж/кг, $\beta=0,0012$ К⁻¹, $\Theta_0=0,3$, $\Theta_q=1$.

Таблица 3.6.1. Теплофизические характеристики воздуха в зависимости от температуры [117]

T, K	293	323	373	473	573	673	773	873	973	1073
$\rho_1, \text{кг/м}^3$	1,200	1,080	0,928	0,733	0,625	0,530	0,450	0,400	0,360	0,340
$C_1, \text{Дж/(кг}\cdot\text{К)}$	1006	1007	1012	1025	1040	1063	1087	1110	1131	1150
$\lambda_1, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	0,024	0,028	0,031	0,038	0,045	0,050	0,056	0,061	0,065	0,070

Таблица 3.6.2. Теплофизические характеристики стальной частицы в зависимости от температуры [146, 147]

T, K	293	373	473	573	673	773	873	973	1073	1173
$\rho_2, \text{кг/м}^3$	7850	7840	7830	7820	7810	7800	7790	7780	7775	7770
$C_2, \text{Дж/(кг}\cdot\text{К)}$	470	475	492	523	540	550	560	590	620	630
$\lambda_2, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	49,7	48,1	45,1	41,4	38,1	35,2	32,7	30,1	24,3	25,7

Таблица 3.6.3. Теплофизические характеристики бензина в зависимости от температуры [117]

T, K	293	303	313	323	353	373	423	443	463	473
$\rho_3, \text{кг/м}^3$	751	743	735	721	699	681	628	605	582	570
$C_3, \text{Дж/(кг}\cdot\text{К)}$	2060	2110	2150	2200	2350	2460	2740	2860	2980	3040
$\lambda_3, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	0,116	0,114	0,112	0,115	0,105	0,095	0,092	0,089	0,085	0,080

Таблица 3.6.4. Теплофизические характеристики паров бензина в зависимости от температуры [117]

T, K	423	448	465	473	485	498	505	510	515	523
$\rho_4, \text{кг/м}^3$	2,5	2,48	2,45	2,42	2,36	2,26	2,23	2,20	2,15	2,10
$C_4,$	2340	2400	2430	2460	2495	2520	2540	2550	2560	2580
$\lambda_4,$	0,026	0,028	0,029	0,030	0,032	0,033	0,034	0,035	0,035	0,036

В таблице 3.6.5 приведены значения времени задержки зажигания t_3 в зависимости от начальной температуры частицы при $H_q=4$ мм, $L_q=1$ мм в сравнении с результатами решения задачи для случая постоянных теплофизических характеристик взаимодействующих веществ.

Максимальное отклонение значений времен задержки зажигания t_3 с учетом зависимостей теплофизических характеристик взаимодействующих веществ от температуры по сравнению с вариантом $\lambda=\text{const}$, $C=\text{const}$, $\rho=\text{const}$ составляет 11,2 %. Небольшое отклонение полученных результатов Δ можно объяснить несущественным изменением теплофизических характеристик в достаточно узком диапазоне изменения температур взаимодействующих веществ по сравнению с принятыми в п. 3.4.

Таблица 3.6.5. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – бензин – воздух» в зависимости от начальной температуры частицы при $H_q=4$ мм, $L_q=1$ мм

T_q, K	1000	975	950	925	900	875	850
$t_3^*, \text{с}$	1,545	1,721	1,969	2,317	2,845	3,217	нет зажигания
$t_3^{**}, \text{с}$	1,434	1,533	1,851	2,131	2,532	3,043	нет зажигания
$\Delta, \%$	7,2	10,2	5,9	8,0	11,2	5,4	–

t_3^* – время задержки зажигания при постоянных значениях теплофизических характеристик взаимодействующих веществ, с; t_3^{**} – время задержки зажигания с учетом зависимости теплофизических характеристик от

температуры, с; Δ – отклонение ($\Delta = \frac{t_3^* - t_3^{**}}{t_3^*} \cdot 100$), %

При решении поставленной задачи тепломассопереноса реализация алгоритма, описанного в п. 2.6.7, усложнилась, так как выполнялась интерполяция таблиц 3.6.1 – 3.6.4. Оценивая вычислительные затраты и полученные отклонения Δ значений времен задержки зажигания t_3 (табл. 3.6.5), можно сделать вывод о правомерности допущения постоянства теплофизических характеристик при численном исследовании процессов тепломассопереноса в условиях зажигания жидких конденсированных веществ одиночными нагретыми до высоких температур частицами различной физической природы.

Следует отметить, что при решении многих практических задач бывают полезны аппроксимационные выражения, полученные при обработке результатов экспериментальных и теоретических исследований. Выполнен анализ применимости известных (линейная, логарифмическая, полиномиальная, степенная, экспоненциальная) аппроксимационных функций для полученной зависимости (табл. 3.6.5). Установлено, что наименьшие отклонения точек исходной кривой от аппроксимационной соответствуют полиномиальным функциям (с порядком полинома не меньше 3).

Так, для зависимости $t_3^{**}(T_{\text{ч}})$ (табл. 3.6.5) при характерном размере источника – разогретой стальной частицы $H_{\text{ч}}=4$ мм аппроксимационное выражение имеет вид:

$$t_3^{**} = 41,077 - 0,035T_{\text{ч}} - 4 \cdot 10^{-5} T_{\text{ч}}^2 + 4 \cdot 10^{-8} T_{\text{ч}}^3. \quad (3.6.1)$$

Результаты сопоставления аппроксимационной (3.6.1) и исходной (табл. 3.6.5) зависимостей приведены на рисунке 3.6.1.

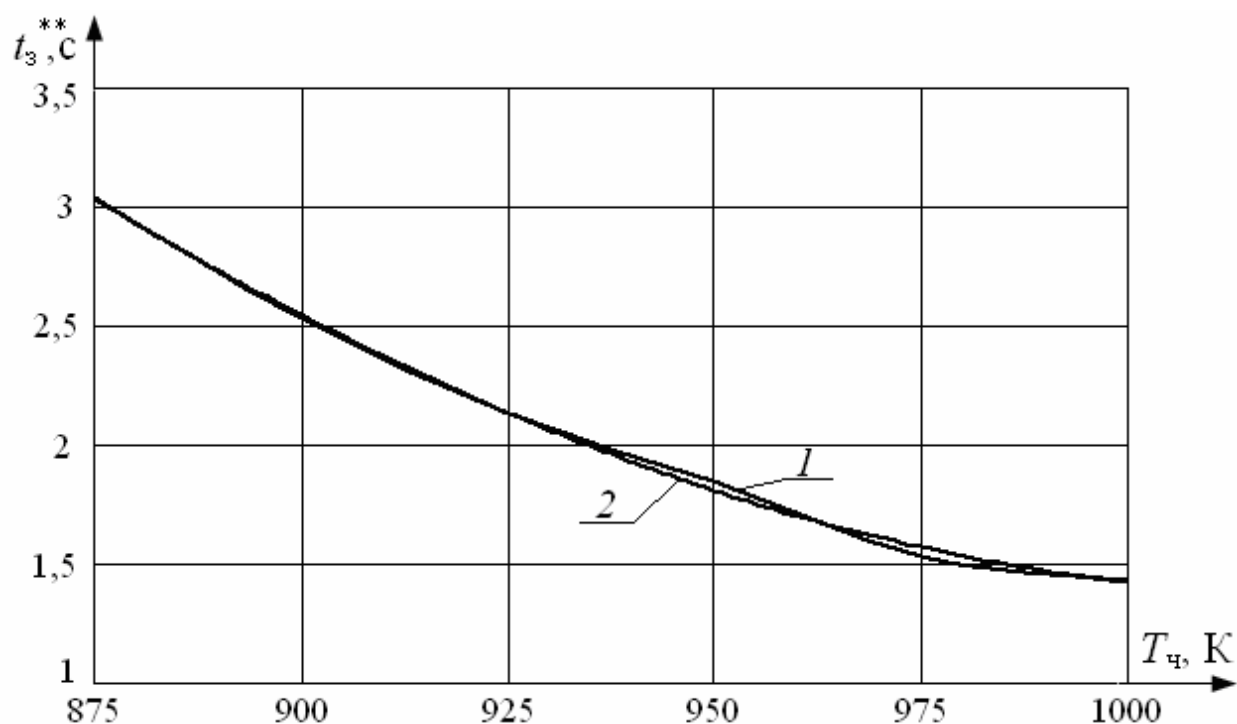


Рисунок 3.6.1. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры источника нагрева: 1 – теоретические результаты, 2 – аппроксимационная зависимость (3.6.1)

Как правило, разогретые неметаллические и металлические частицы, образующиеся в результате технологических процессов и техногенных факторов, имеют шероховатые поверхности и пористую структуру [15–20]. Влияние пористости одиночных разогретых частиц на условия зажигания жидких веществ описано в [102]. Также известны результаты исследований влияния пористости частиц на характеристики зажигания [91] и горения [173] различных систем. Влияние фактора шероховатости поверхностей частиц на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания большой группы систем не изучено. Представляет интерес исследование масштабов влияния шероховатости поверхности источника нагрева на условия тепломассопереноса в системе «частица – жидкое топливо – окислитель» и характеристики зажигания. Результаты приведены в п. 3.7.

3.7 Тепломассоперенос при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной разогретой частицей в форме параллелепипеда с шероховатой поверхностью на границе с жидкостью

Рассматривалась система «шероховатая разогретая частица – жидкое топливо – окислитель» [174]. Выбранная при моделировании конфигурация границы источника нагрева с жидкостью (рис. 3.7.1) отражает наиболее общие признаки известных элементов шероховатости [175]. Принятая последовательность стадий протекания процессов тепломассопереноса соответствует предыдущим задачам.

Моделирование выполнено для частицы с фиксированными размерами $h_ч=l_ч=3$ мм ($h_ч=x_4$, $l_ч=y_5-y_2$) и варьируемыми размерами элементов шероховатости $h_{ш}$ и $l_{ш}$ ($h_{ш}=x_1$, $l_{ш}=y_3-y_2$) при размерах области решения $l=20$ мм, $h=10$ мм. Толщина пленки жидкого топлива принималась равной $l_1=10$ мм ($l_1=y_4$). Размеры парового зазора между источником нагрева и жидкостью, а также глубина погружения частицы определялись по алгоритму, описанному в п. 2.1. Использовалась осесимметричная постановка (рис. 3.7.1). Задача тепломассопереноса решена в декартовой системе координат, начало которой совпадает с осью симметрии частицы.

Теоретическое исследование процесса взаимодействия разогретой шероховатой частицы с жидким топливом в рассматриваемой постановке сводилось к решению уравнений движения, неразрывности, диффузии паров горючего в воздухе, диффузии паров воды в воздухе, баланса, энергии с учетом выделения тепла и расхода вещества в результате химической реакции окисления для парогазовой смеси; уравнения теплопроводности с учетом выделения тепла в результате фазового перехода при кристаллизации материала источника нагрева для частицы; уравнения теплопроводности для жидкого топлива (п. 2.1).

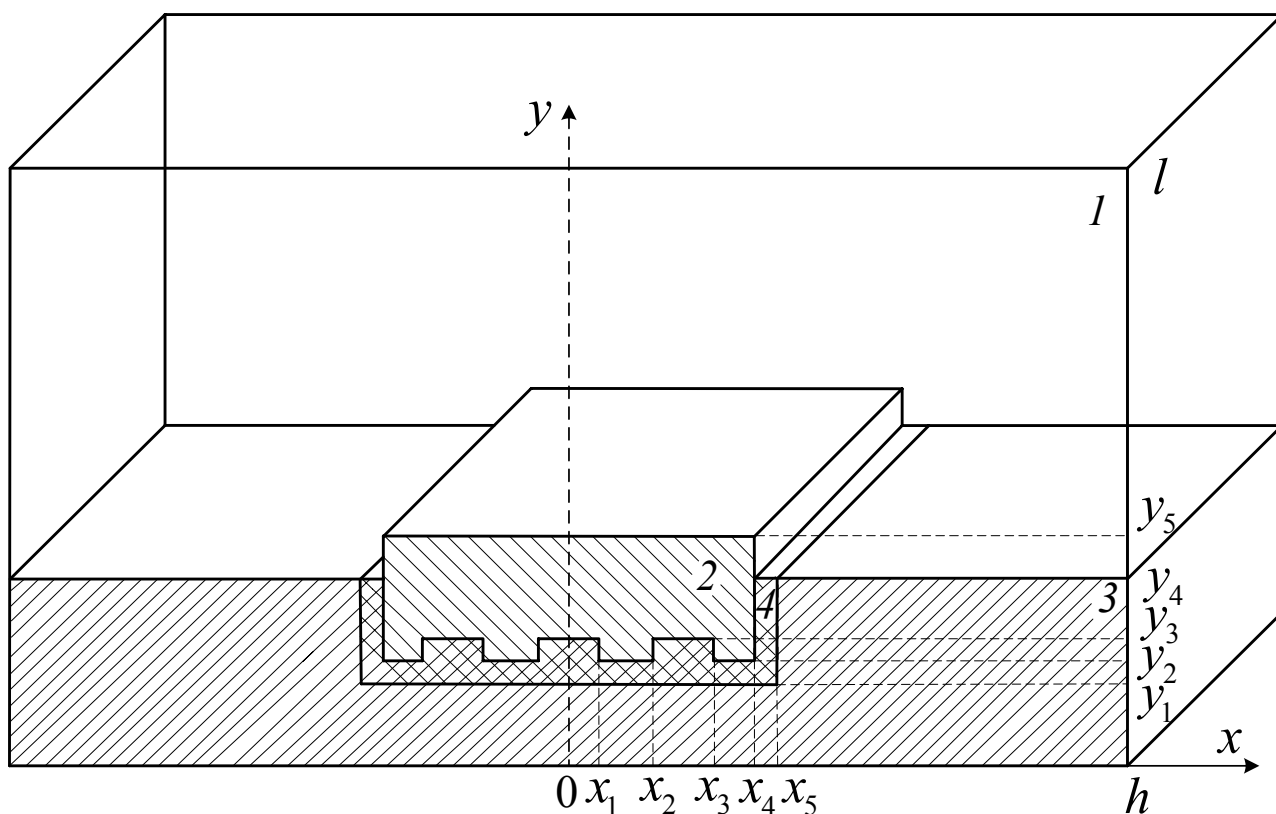


Рисунок 3.7.1. Схема области решения задачи при $0 < t < t_3$: 1 – парогазовая смесь, 2 – частица, 3 – жидкость, 4 – слой паров горючего

Начальные ($t=0$) и граничные условия принимались аналогично модели тепломассопереноса, приведенной в п. 2.1, с учетом конфигурации и размеров элементов шероховатости на поверхности источника нагрева.

Для повышения точности и уменьшения объёма вычислений при наличии элементов шероховатости малых размеров ($h_{ш} < 0,5$ мм, $l_{ш} < 1$ мм) и высоких температурах источников нагрева ($T_{ч} \geq 1500$ К) использовались неравномерные шаги по времени (от $1 \cdot 10^{-4}$ с до $1 \cdot 10^{-6}$ с) и координатам (не менее 400 узлов расчетной сетки по каждой из координат).

Теоретические исследования выполнены на примере керосина. В качестве источника тепла рассматривалась шероховатая стальная частица.

Моделирование процессов тепломассопереноса проводилось при следующих значениях параметров процесса [117, 143–148]: $T_0=300$ К, $T_{ч}=1250$ К, $T_a=308$ К, $C_{в0}=0$, $Q_o=43,8$ МДж/кг, $E=193,7$ кДж/моль, $k_0=7 \cdot 10^7$ с $^{-1}$, $T_k=1400$ К, $Q_k=205$ кДж/кг. Теплофизические характеристики керосина, его

паров, паров воды, воздуха и стальной частицы в зависимости от температуры представлены в [117, 146, 147].

Задачи численного анализа исследуемого процесса при использовании сформулированной модели тепломассопереноса состояли в установлении масштабов влияния шероховатости поверхности погружающегося источника энергии малых размеров на условия и режимы зажигания жидких конденсированных веществ.

Для исследования масштабов влияния фактора шероховатости поверхности частицы на время задержки зажигания керосина в рассматриваемой постановке (рис. 3.7.1) варьировались характерные размеры элементов шероховатости ($h_{ш}$, $l_{ш}$) и энергетический запас источника нагрева. Изменение энергетического запаса выполнялось варьированием значений начальной температуры частицы $T_ч$. Результаты исследований приведены в таблицах 3.7.1, 3.7.2.

Таблица 3.7.1. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – керосин – воздух» в зависимости от размеров элементов шероховатости поверхности источника энергии при $T_ч=1250$ К

$h_{ш}$, мм	0,4	0,3	0,2	0,1	0
$l_{ш}$, мм	0,8	0,6	0,4	0,2	0
t_3 , с	0,126	0,204	0,267	0,293	0,309

Из таблицы 3.7.1 видно, что при увеличении размеров элементов шероховатости $h_{ш}$, $l_{ш}$ время задержка зажигания резко возрастает. Например, значения t_3 для $h_{ш}=0,1$ мм, $l_{ш}=0,2$ мм отличаются от аналогичных параметров при $h_{ш}=0,4$ мм, $l_{ш}=0,8$ мм в несколько раз (табл. 3.7.1). Полученный результат еще раз подчеркивает значимость размеров площади теплового контакта источника нагрева с воспламеняемой жидкостью.

В п. 3.4 показано, что при увеличении глубины погружения частицы в жидкость возрастает инерционность процессов тепломассопереноса. Это

обусловлено увеличением площадей контакта источника нагрева с жидкостью, его более интенсивным остыванием и уменьшением теплоотвода в зону воспламенения. Однако, с увеличением размеров элементов шероховатости поверхности источника энергии также возрастает площадь контакта жидкости с нижней гранью частицы, но при этом уменьшается его масса (рис. 3.7.1). В таких условиях процесс испарения жидкого горючего вещества проходит интенсивнее, больше подогретых паровых масс поднимается вверх, источник нагрева погружается на меньшую глубину, больше тепла передается формирующейся парогазовой смеси от частицы. При этом время протекания самой медленной стадии исследуемого комплекса процессов тепломассопереноса – прогрева смеси уменьшается и, как следствие, условия воспламенения реализуются при меньших t_3 .

В таблице 3.7.2 приведены зависимости времени задержки зажигания от $T_{\text{ч}}$ для шероховатой и гладкой частиц. Видно, что отклонения значений t_3 от t_3^* увеличиваются при понижении $T_{\text{ч}}$. Так, например, при $T_{\text{ч}} < 1000$ К они превышают 20 %. Однако, при $T_{\text{ч}} > 1700$ К фактор шероховатости поверхности частицы практически не влияет на t_3 (отклонения t_3 от t_3^* менее 1 %). Полученный результат показывает, что в области высоких температур источника ($T_{\text{ч}} > 1500$ К) инерционность процессов тепломассопереноса главным образом зависит от значений $T_{\text{ч}}$, а другие многочисленные факторы (например, размеры, конфигурация и теплофизические характеристики источника нагрева) оказывают незначительное влияние на t_3 .

Таблица 3.7.2. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – керосин – воздух» в зависимости от начальной температуры источника энергии при $h_{\text{ш}}=0,2$ мм, $l_{\text{ш}}=0,4$ мм

$T_{\text{ч}}$, К	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800	1900	2000
t_3 , с	1,015	0,631	0,375	0,218	0,173	0,154	0,141	0,132	0,127	0,125	0,124
t_3^* , с	1,315	0,749	0,407	0,233	0,182	0,159	0,144	0,134	0,128	0,125	0,124

* – гладкая частица ($h_{\text{ш}}=0$ мм, $l_{\text{ш}}=0$ мм)

В результате численного анализа комплекса взаимосвязанных процессов тепломассопереноса в малой окрестности источника тепла установлено, что при варьировании размеров элементов шероховатости поверхности частицы и ее начальной температуры T_q происходит изменение положения зоны локализации ведущей химической реакции окисления относительно границы испарения жидкости (рис. 3.7.2 – 3.7.4). Этот результат обусловлен как изменением площадей контакта источника нагрева с воспламеняемым веществом и повышением интенсивности процесса испарения последнего, так и увеличением доли энергии, передаваемой формирующейся парогазовой смеси. Полученные поля изотерм (рис. 3.7.2 – 3.7.4) позволяют сделать вывод о возможности реализации трех режимов зажигания в рассматриваемой системе взаимодействующих веществ (рис. 3.7.1).

На рисунке 3.7.2 показано, что при умеренной интенсивности нагрева жидкого топлива (например, при $T_q=1150$ К) и $h_{ш}=0,2$ мм, $l_{ш}=0,4$ мм зажигание происходит в газовой области над частицей.

Аналогичные результаты получены для гладких частиц (п. 3.4). Такое расположение зоны воспламенения обусловлено относительно низким теплосодержанием частицы при $T_q < 1200$ К. При испарении жидкого топлива происходит поглощение энергии фазового перехода и, как следствие, температура формирующейся смеси паров горючего с окислителем в непосредственной близости от поверхности жидкости уменьшается. При $T_q < 1200$ К энергетического запаса частицы недостаточно для разогрева парогазовой смеси вблизи границы испарения до критических температур, при которых происходит ускорение реакции окисления паров горючего и их дальнейшее воспламенение. Только после дополнительного подогрева паровых масс, движущихся вдоль боковых граней частицы, и их объединения над источником нагрева резко увеличивается температура смеси, возрастает концентрация паров горючего и именно в этой области происходит воспламенение (рис. 3.7.2).

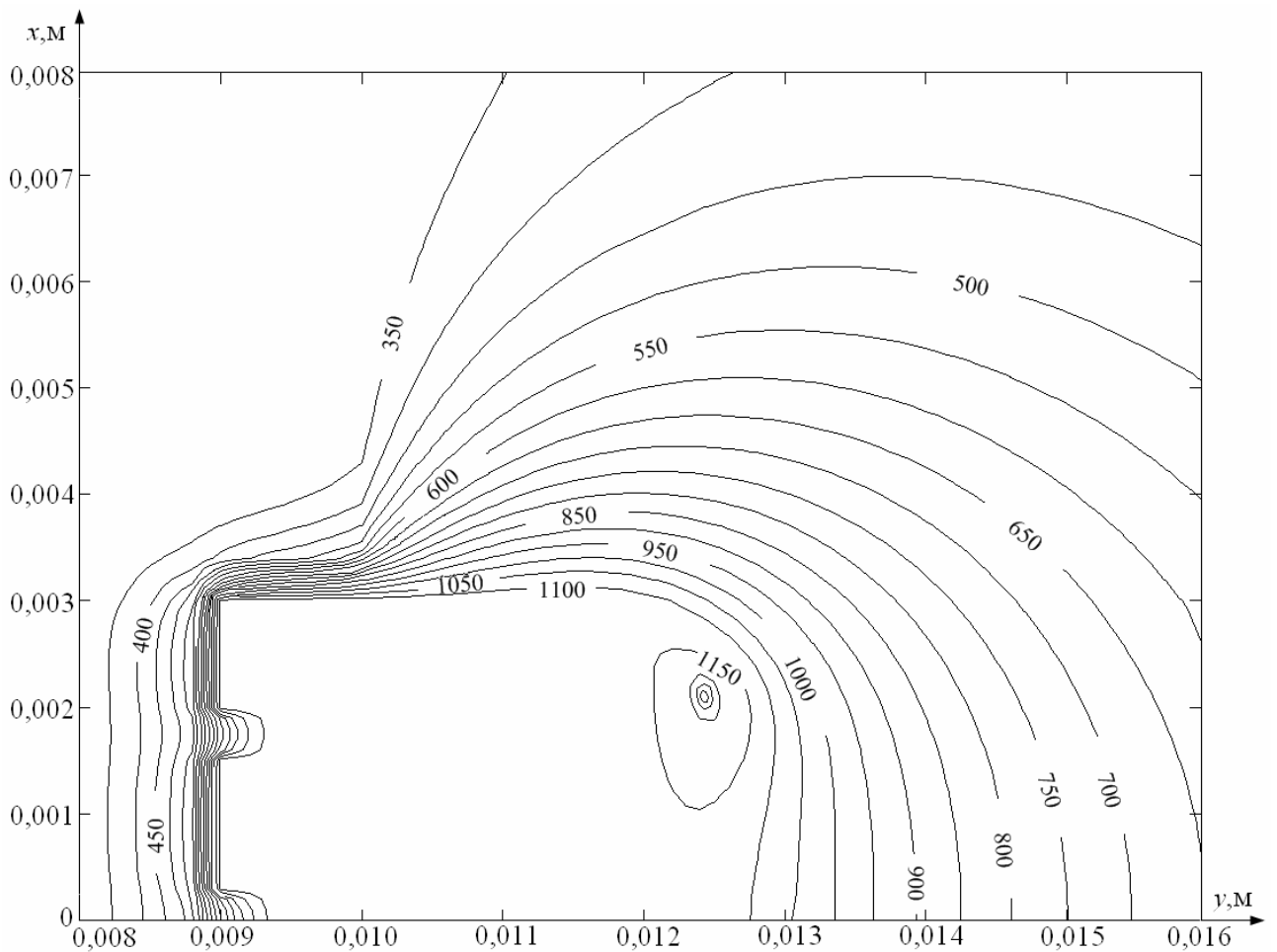


Рисунок 3.7.2. Изотермы (T , К) в системе «шероховатая стальная частица – керосин – окислитель» в момент воспламенения ($t_3=0,549$ с) при $h_{ш}=0,2$ мм, $l_{ш}=0,4$ мм, $T_ч=1150$ К

При более интенсивном нагреве топлива ($T_ч \geq 1200$ К) реализуется второй режим зажигания. В этом случае энергии разогретой частицы достаточно для воспламенения парогазовой смеси вблизи границы испарения в малой окрестности боковой поверхности источника нагрева (рис. 3.7.3).

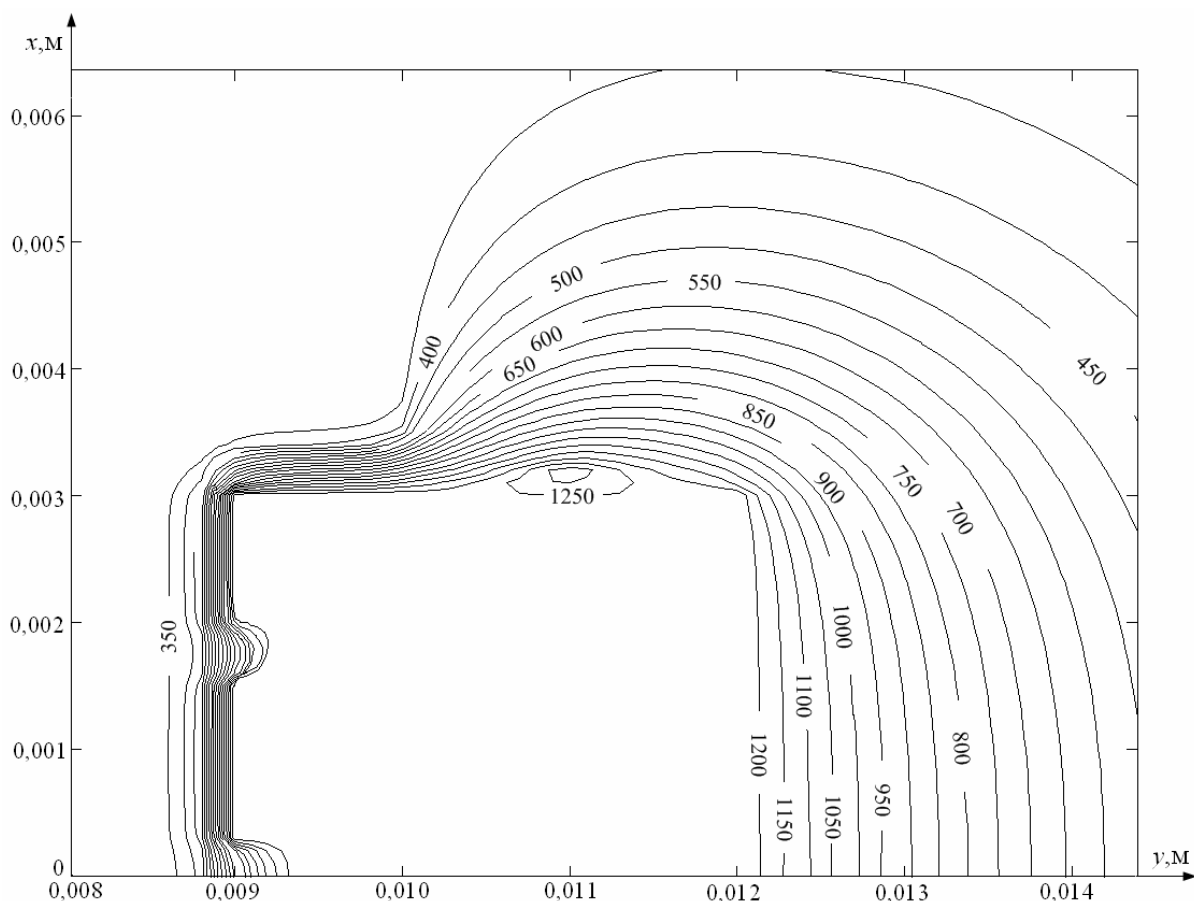


Рисунок 3.7.3. Изотермы (T , К) в системе «шероховатая стальная частица – керосин – окислитель» в момент воспламенения ($t_3=0,267$ с) при $h_{ш}=0,2$ мм, $l_{ш}=0,4$ мм, $T_ч=1250$ К

В условиях же интенсивного нагрева ($T_ч \geq 1200$ К) и увеличения характерных размеров элементов шероховатости до $h_{ш}=0,4$ мм, $l_{ш}=1$ мм зона воспламенения смещается вдоль боковой грани частицы в область парового зазора между источником нагрева и испаряющейся жидкостью (рис. 3.7.1). При $h_{ш}=0,4$ мм, $l_{ш}=0,8$ мм формируется несколько зон локального воспламенения в элементах шероховатости нагретой частицы (рис. 3.7.4).

Этот результат обусловлен поступлением дополнительного разогретого воздуха, содержащегося в элементах шероховатости, к границе испарения горючего. В таких условиях смешение и разогрев формирующейся смеси проходят быстрее, как следствие, уменьшается инерционность процесса зажигания в целом.

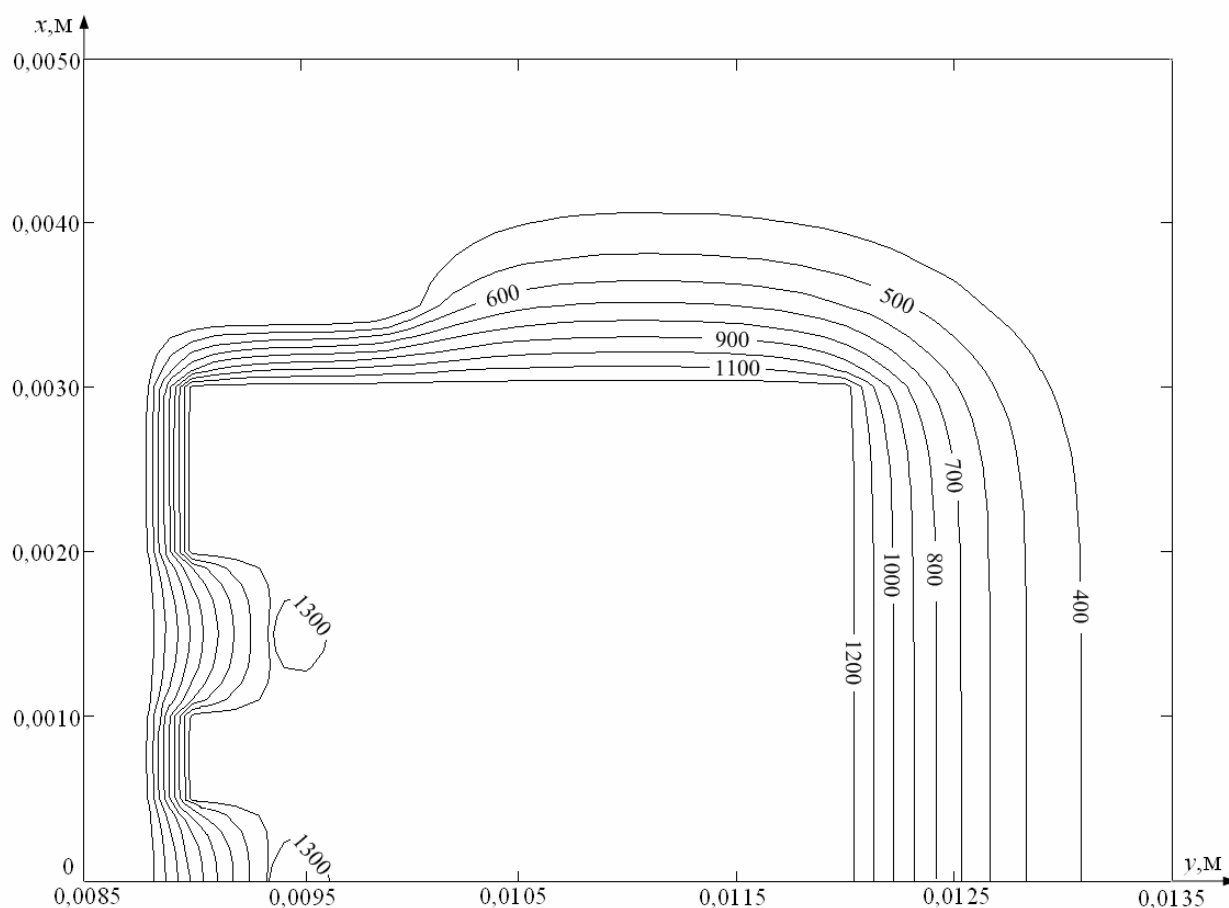


Рисунок 3.7.4. Изотермы (T , К) в системе «шероховатая стальная частица – керосин – окислитель» в момент воспламенения ($t_3=0,126$ с) при $h_{ш}=0,4$ мм, $l_{ш}=0,8$ мм, $T_ч=1250$ К

Выполненные теоретические исследования масштабов влияния шероховатости поверхности источника энергии на времена задержки зажигания в системе «разогретая частица – жидкое топливо – воздух» (рис. 3.7.1) показали, что при наличии трещин или каверн на поверхности источника существенно меняются условия теплообмена на границе раздела «нагретая частица – жидкое топливо».

Многие положения современной теории зажигания конденсированных веществ [92] сформулированы по результатам решения одномерных задач теплопереноса, которые допускают корректное сравнение теории с экспериментом и позволяют сформировать ясную физическую интерпретацию анализируемых процессов. Актуальна задача создания и

анализа применимости упрощенных одномерных постановок задач тепломассопереноса для исследования закономерностей зажигания жидких конденсированных веществ. В п. 3.8 выполнено сопоставление одномерных, двумерных и пространственных моделей тепломассопереноса в системе «разогретая до высоких температур частица – жидкое конденсированное вещество – окислитель».

3.8 Анализ применимости упрощенных одномерных постановок для решения задач тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества одиночной нагретой частицей

Решение выполнено при следующих значениях параметров [117, 143–148]: начальная температура жидкого топлива и воздуха $\Theta_0=0,3$; начальная температура частицы $\Theta_{\text{ч}}=1$; тепловой эффект окисления паров керосина в воздухе $Q_o=43,8$ МДж/кг; тепловой эффект испарения керосина $Q_{\text{и}}=26,1$ кДж/кг; энергия активации реакции окисления для системы «керосин – воздух» $E=190$ кДж/моль; предэкспоненциальный множитель для определения массовой скорости окисления паров горючего $k_0=7 \cdot 10^7$ с⁻¹; размеры области решения $h=0,01$ м, $l=0,02$ м; размеры частицы $h_{\text{ч}}=0,001$ м, $l_{\text{ч}}=0,002$ м; толщина пленки жидкого топлива $y_1=0,009$ м. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ в зависимости от температуры принимались согласно [117, 146, 147].

Для сравнения двумерной (п. 2.1) и упрощенной одномерной (п. 2.4) моделей тепломассопереноса в качестве анализируемой характеристики исследуемого процесса выбрано время задержки зажигания [176].

При сравнении времен задержки, определенных на базе одномерной и двумерной моделей тепломассопереноса, варьировалась начальная температура частицы $\Theta_{\text{ч}}$ (табл. 3.8.1).

Таблица 3.8.1. Времена задержки зажигания в системе «углеродистая частица – керосин – воздух» в зависимости от начальной температуры источника нагрева

$\Theta_{\text{ч}}$	1,2	1,15	1,1	1,05	1	0,95	0,9
τ_3^*	0,163	0,182	0,217	0,281	0,471	0,937	нет зажигания
τ_3^{**}	0,194	0,221	0,268	0,360	0,616	1,281	нет зажигания
$\Delta, \%$	15,9	17,6	19,1	21,9	23,7	26,8	–

* – двумерная модель, ** – одномерная модель

Установлено, что отклонения времен задержки зажигания, вычисленных на базе двумерной и одномерной моделей (Δ), в выбранном диапазоне изменения начальной температуры источника не превышают 27 %. При этом минимальное значение Δ составляет 15,9 %. Диапазон изменения $\Theta_{\text{ч}}$ был выбран исходя из условия, что при $\Theta_{\text{ч}} > 1,2$ испарение типичных горючих жидкостей (бензин, керосин, дизельное топливо) происходит настолько интенсивно, что между частицей и жидким веществом формируется паровой зазор. Соответственно, при использовании одномерной постановки возможно определение характеристик зажигания, существенно отличающихся от экспериментальных. Необходимы модели, учитывающие неидеальный контакт на границе «частица – жидкость». Поэтому верхняя граница диапазона варьирования начальной температуры источника нагрева составляла $\Theta_{\text{ч}} = 1,2$. Нижняя граница этого диапазона составляла $\Theta_{\text{ч}} = 0,9$, так как при $\Theta_{\text{ч}} < 0,9$ условия воспламенения не реализуются.

Полученная зависимость отклонений Δ от $\Theta_{\text{ч}}$ (табл. 3.8.1) позволяет сделать вывод о том, что при повышении начальной температуры источника тепла отклонения времен задержки τ_3 для двумерной и одномерной моделей уменьшаются. Этот результат можно объяснить тем, что при увеличении $\Theta_{\text{ч}}$ инерционность процессов тепломассопереноса уменьшается. В таких условиях характерные времена протекания этих стадий для двумерной и одномерной моделей отличаются незначительно. При понижении $\Theta_{\text{ч}}$ процесс

зажигания замедляется. Следует отметить стадии прогрева и испарения горючей жидкости. Так как в двумерной модели учитывается нагрев и испарение жидкости не только в области под частицей, но и вблизи боковых граней источника нагрева, то тепломассоперенос в рамках этой модели проходит интенсивнее, чем для одномерной модели.

При анализе закономерностей процессов тепломассопереноса при зажигании веществ нагретым телом достаточно часто используется параметр Д.А. Франк-Каменецкого [123]:

$$Fk = \frac{Qk_0 Er^2}{\lambda RT_s^2} \exp\left[-\frac{E}{RT_s}\right],$$

где r – характерный размер горячей поверхности, м; T_s – температура вещества, при которой реакция окисления наиболее существенна, К.

В качестве определяющего размера греющей поверхности можно использовать размер частицы $h_{ч}$, характеризующий площадь ее контакта с воспламеняемым веществом. Анализ зажигания жидких веществ локальными источниками энергии показывает, что для таких процессов температурой, при которой химическая реакция окисления наиболее существенна, является температура источника нагрева (температура частицы $T_{ч}$). Для систем с массивным нагретым телом в качестве такой температуры, как правило, используется температура воспламенения вещества. При этом параметр Fk характеризует только масштабы влияния размеров нагретого тела ($Fk=f(r)$). Для локальных источников энергии, в частности, разогретой частицы $Fk=f(h_{ч}, T_{ч})$. Интерес представляет установление масштабов влияния Fk на τ_3 при $\Theta_{ч}<1$. Типичные результаты исследований приведены на рисунке 3.8.1.

Параметр Fk с увеличением размера частицы возрастает. При этом кривые 1, 2 (рис. 3.8.1) сближаются и отклонения Δ при $Fk>200$ не превышают 5 %. Установленная особенность показывает, что в области относительно больших размеров частиц ($h_{ч}>0,006$ м) использование одномерной и двумерной моделей приводит к очень близким результатам. Следует отметить, что масштабы увеличения Fk с ростом $h_{ч}$ определяются

значениями $\Theta_{\text{ч}}$. Так, например, при $\Theta_{\text{ч}}=1$ и варьировании размера частицы в интервале $0,001 < h_{\text{ч}} < 0,006$ м параметр Fk увеличивается от 18 до 660. При $\Theta_{\text{ч}}=0,95$ характерен интервал $6 < Fk < 212$.

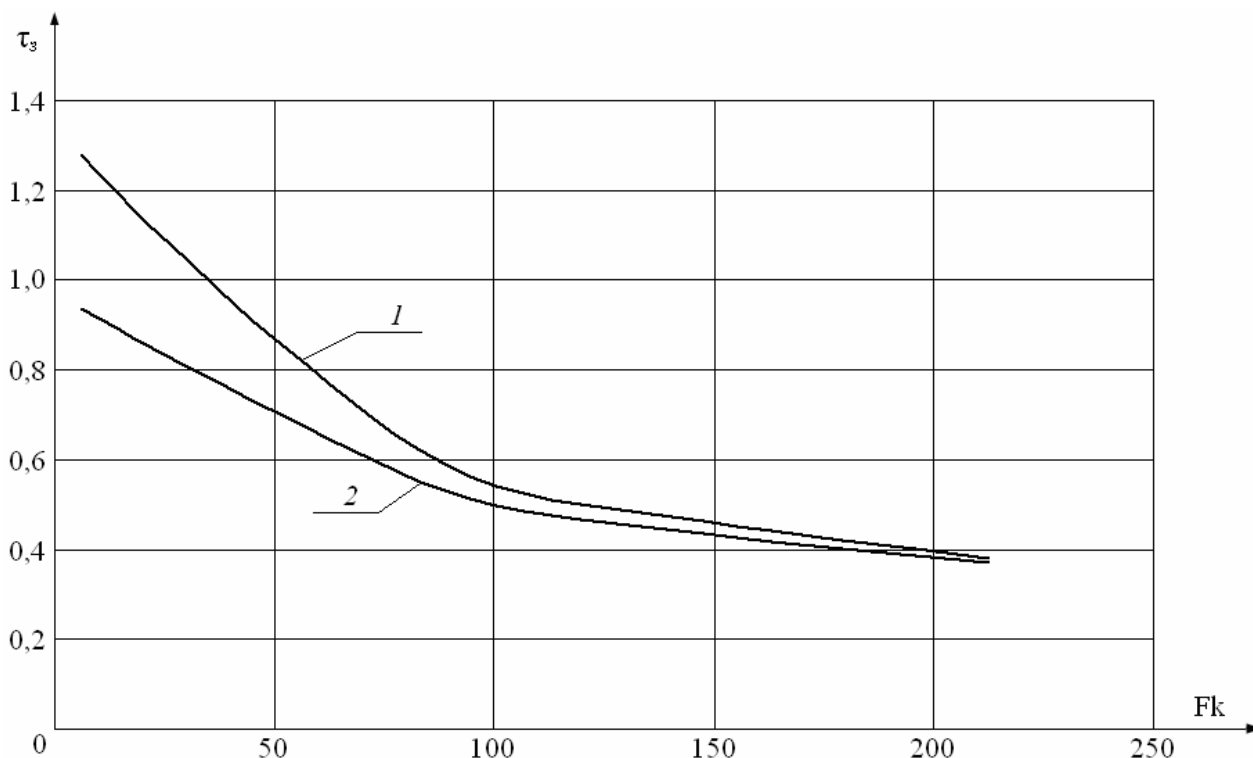


Рисунок 3.8.1. Зависимость времени задержки зажигания от параметра Д.А. Фрэнк-Каменецкого при $\Theta_{\text{ч}}=0,95$: 1 – двумерная модель, 2 – одномерная модель

Не менее значимым фактором, исследуемым, как правило, при анализе зажигания конденсированных веществ, является положение зоны воспламенения относительно поверхности вещества и источника нагрева. В зависимости от параметров источника, воспламеняемой жидкости и внешней среды удаленность зоны воспламенения от границы испарения существенно меняется. Определив положение зоны зажигания, градиенты температур и концентраций горючего вблизи этой зоны, можно установить оптимальные параметры процесса для реализации условий воспламенения и, наоборот, предельные значения этих параметров, при которых зажигание не происходит. Интерес представляет определение координат зоны

воспламенения в рамках одномерной модели, для которой в неявной форме представлена граница «частица – парогазовая смесь».

На рисунке 3.8.2 показаны изотермы в момент воспламенения, установленные для двумерной модели тепломассопереноса. Видно, что зона воспламенения располагается вблизи верхней грани частицы. Реализуется первый режим зажигания. Неочевидное, на первый взгляд, положение зоны воспламенения обусловлено тем, что при $\Theta_q=1$ теплосодержания источника недостаточно для зажигания топлива вблизи нижней грани частицы. Только после дополнительного разогрева паров горючего за счет теплоотвода от боковых граней частицы формируются области с относительно высокой концентрацией горючего и температурой. Над частицей достигаются критические температуры, при которых парогазовая смесь воспламеняется.

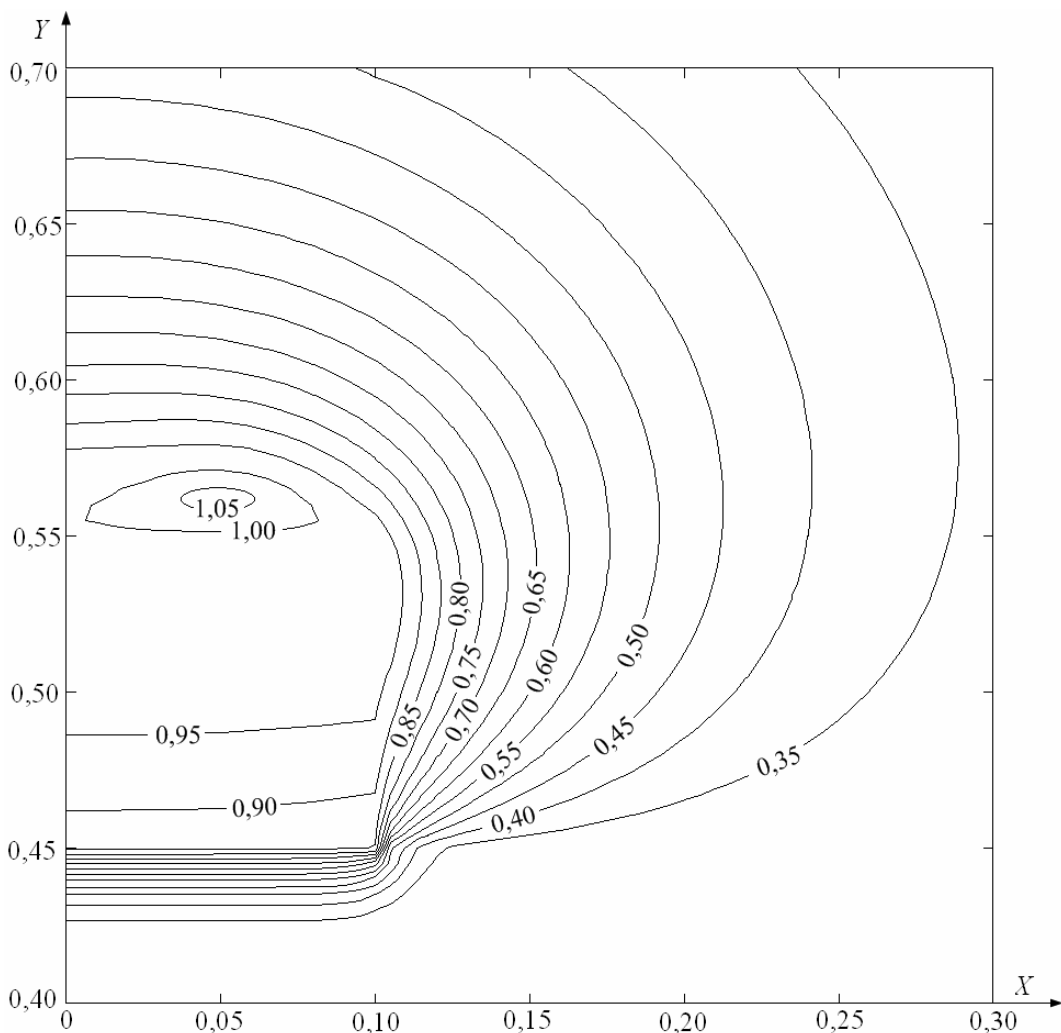


Рисунок 3.8.2. Изотермы (Θ) для двумерной модели в момент воспламенения ($\tau_3=0,471$) при $\Theta_q=1$, $H_q=0,05$, $L_q=0,1$

На рисунке 3.8.3 показано распределение температуры в области решения одномерной задачи в момент воспламенения при условиях, аналогичных принимаемым для двумерной модели. Видно, что градиенты температур максимальны на участке $Y_1 < Y < Y_2$, характеризующем область взаимодействия паров горючего с источником нагрева. При этом зона воспламенения смещена к границе Y_2 , соответствующей верхней грани источника нагрева. Это обусловлено тем, что пары горючего не успевают разогреться до критической температуры вблизи границы испарения Y_1 . К тому же, вследствие фазового перехода температура источника на границе с жидкостью существенно уменьшается. На границе с парогазовой смесью температура источника незначительно изменяется по сравнению с $\Theta_{\text{ч}}$.

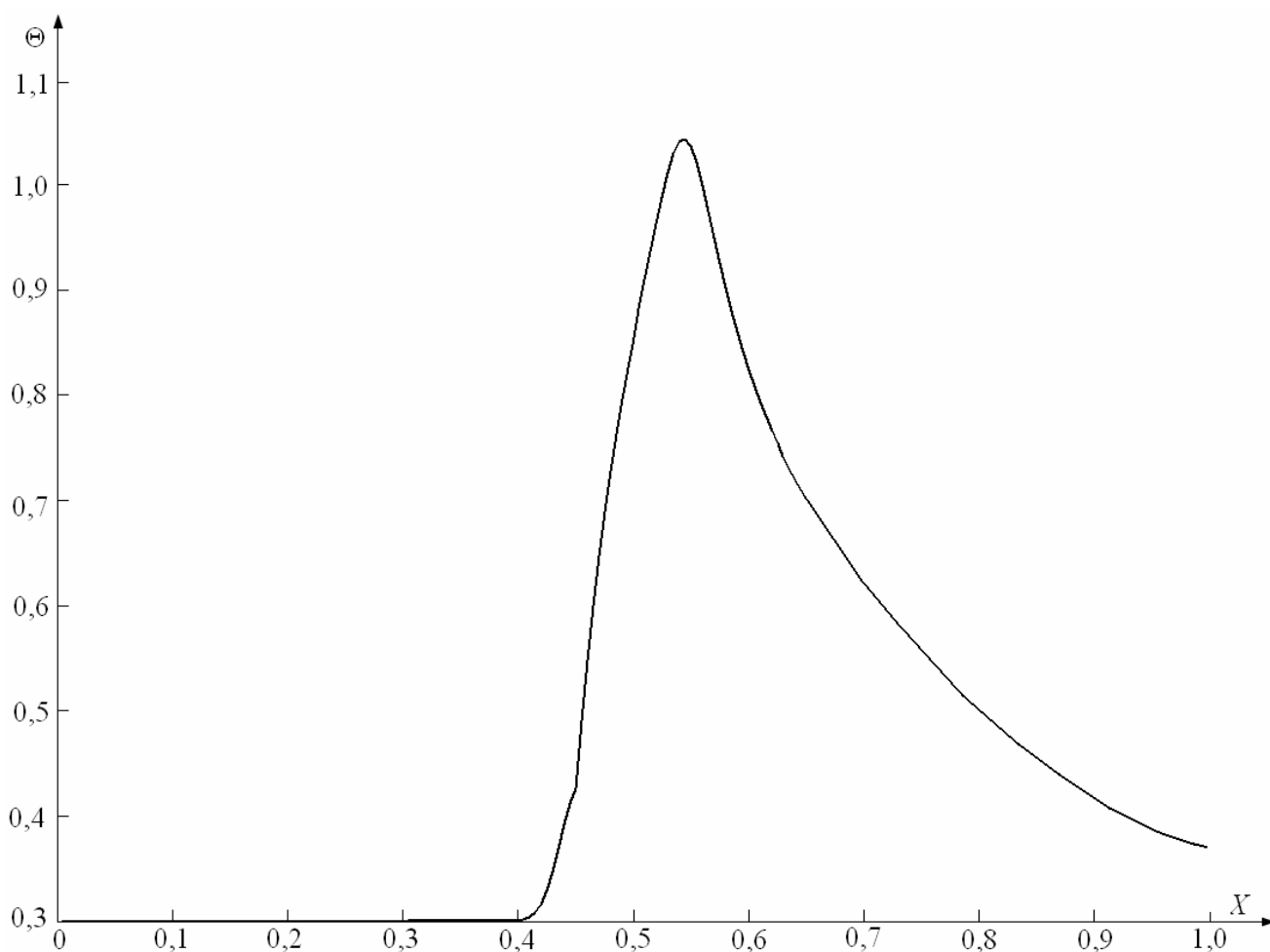


Рисунок 3.8.3. Распределение температуры вдоль оси Y для одномерной модели в момент воспламенения ($\tau_3=0,616$) при $\Theta_{\text{ч}}=1$, $H_{\text{ч}}=0,05$, $L_{\text{ч}}=0,1$

Из рисунков 3.8.2, 3.8.3 можно сделать вывод об удовлетворительном соответствии градиентов температур для двумерной и одномерной моделей. Следует отметить, что в рамках одномерной модели тепломассопереноса невозможно проследить изменение положения зоны воспламенения над верхней гранью частицы при увеличении теплосодержания последней, а также выделить режимы зажигания, установленные на двумерных моделях (п. 3.1 – 3.7).

Аналогичные результаты получены при использовании системы дифференциальных уравнений (2.4.9) – (2.4.14). На базе созданной упрощенной одномерной диффузионной модели тепломассопереноса (п. 2.4) выполнен численный анализ влияния параметров α и d^* на значения времен задержки зажигания при различных $\Theta_{\text{ч}}$.

На рисунке 3.8.4 приведены результаты сопоставления характеристик зажигания для системы «углеродистая частица – бензин – воздух», вычисленных при применении плоской (п. 2.1) и упрощенной одномерной диффузионной (п. 2.4) моделей.

Установлено, что отклонение времен задержки зажигания (кривые 1, 2) при варьировании температуры источника ограниченной энергоемкости в достаточно широком диапазоне ($0,95 < \Theta_{\text{ч}} < 1,2$) не превышает 3 % при $\alpha = 8,7$ Вт/(м²К) и $d^* = 0,3$ мм. Это позволяет сделать вывод о том, что упрощенную одномерную диффузионную модель тепломассопереноса можно применять для определения характеристик зажигания жидкостей при известных по результатам предварительных численных исследований с использованием плоских или пространственных моделей значениях α и d^* .

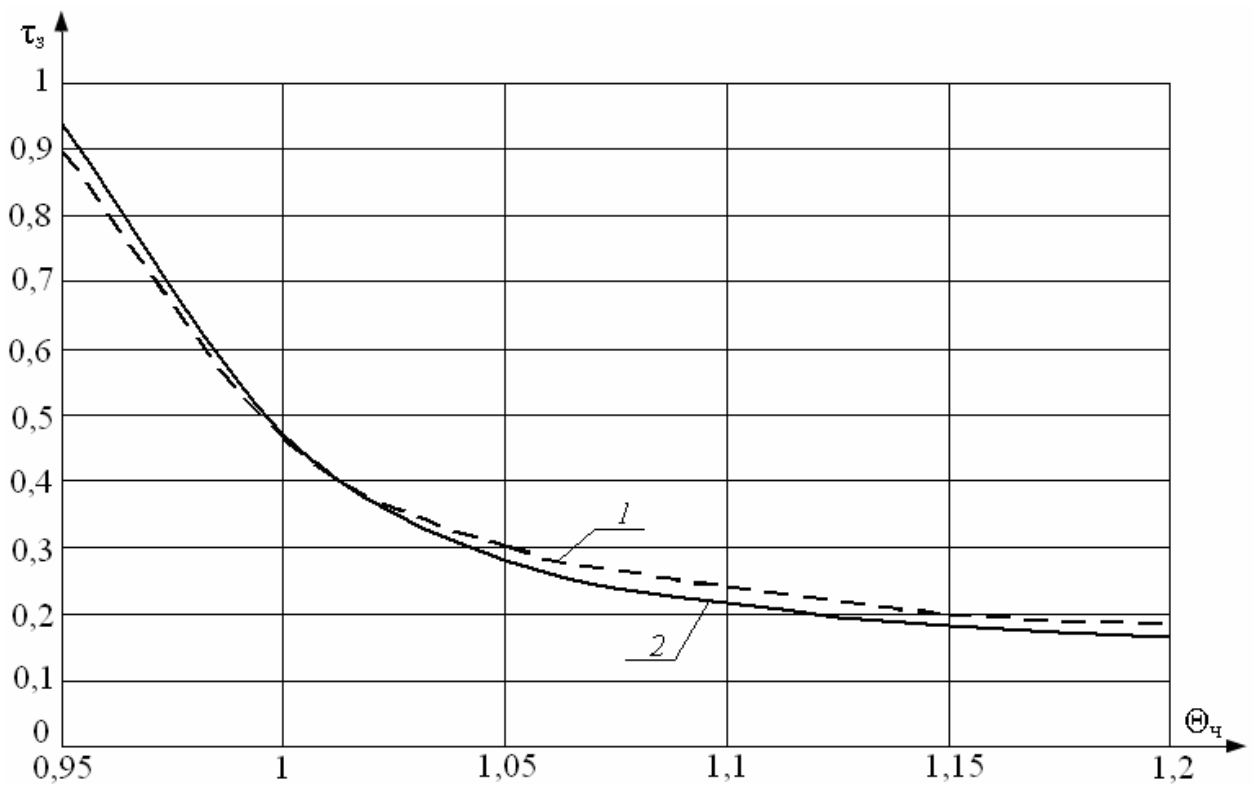


Рисунок 3.8.4. Зависимость времени задержки зажигания от температуры источника ограниченной энергоемкости для системы «углеродистая частица – бензин – воздух»: 1 – одномерная диффузионная модель, 2 – плоская модель

Для определения коэффициента теплоотдачи α по эмпирической формуле $Nu = 0,021Re^{0,8} Pr^{0,43}$ [126] вычислялась линейная скорость движения паров горючего, как отношение массовой скорости испарения $W_{и}$ к плотности паров $\rho_{п.}$ При этом плотность паров горючего определялась согласно рекомендациям [143 – 148]. При использовании плоской модели установлено, что значения α для рассматриваемых режимов зажигания жидкостей в зависимости от теплосодержания источника нагрева составляют от 3 Вт/(м²К) до 20 Вт/(м²К). Характерный поперечный размер в рассматриваемой системе d^* можно принять в соответствии с основными положениями [126] равным толщине слоя парогазовой смеси, прогретой до температуры, существенно превышающей начальную температуру воздуха. В рассматриваемом случае d^* составляет 0,1÷0,5 мм. Эти значения α и d^*

использовались при решении уравнения (2.4.14).

Можно отметить, что значения α и d^* , при которых достигнуто наилучшее совпадение τ_3 (рис. 3.8.4), рассчитанные с использованием плоских или пространственных моделей, являются по существу средними для выделенных выше интервалов изменения α и d^* . Следовательно, есть определенные основания для вывода о том, что рассматриваемая упрощенная постановка (система уравнений (2.4.9) – (2.4.14)) несмотря на целый ряд значимых допущений (п. 2.4) учитывает многие реальные особенности комплекса физико-химических процессов, протекающих в зоне прогрева при зажигании жидкого горючего вещества.

Так, например, использование при вычислении числа Nu и затем коэффициента α максимальных значений скорости движения паров у поверхности жидкости, с одной стороны, несколько завышает величину α . Но при этом завышается и численное значение плотности паров $\rho_{п}$, так как давление у поверхности испарения жидкости также максимально. Соответственно, рост $\rho_{п}$ в определенной степени компенсирует рост скорости $v_{п}$ при расчете α . В итоге погрешность отклонения от полной модели не является слишком большой (рис. 3.8.4). Основным фактором, определяющим степень приближения упрощенной модели к полной, является, скорее всего, температурное поле зоны прогрева парогазовой смеси, которое определяется по результатам численного моделирования с достаточно высокой точностью. Соответственно, эта информация является базовой для вычисления характеристик зажигания. Проведенные параметрические численные исследования на упрощенной диффузионной модели (п. 2.4) показали, что по результатам плоского или пространственного численного моделирования процессов тепломассопереноса в зоне зажигания горючих жидкостей можно выбрать такие значения коэффициента теплоотдачи α , при которых достигается очень хорошее совпадение вычисленных с использованием упрощенной и полной математических моделей значений τ_3 для всего диапазона изменения $\Theta_{ч}$.

Следует отметить, что использование предложенного подхода к анализу условий зажигания жидкостей, с одной стороны, предполагает применение аппарата достаточно сложной общей теории. С другой стороны, разработанные математические модели (п. 2.4) при этом используются для определения параметров α и d^* в очень ограниченном (умеренном) объеме, но в то же время достаточном для выхода на широкий спектр практически важных задач.

Полученные результаты анализа упрощенных постановок иллюстрируют наличие определенных ограничений, возникающих при численном моделировании процессов тепломассопереноса в условиях газофазного зажигания жидкостей в рамках одномерных моделей. Очевидно, что точность моделирования может быть существенно увеличена при использовании пространственных постановок.

Так, например, выполнено численное моделирование в рамках пространственной [177] постановки (п. 2.5) для сопоставления с плоской и упрощенной одномерной моделями при следующих значениях параметров процесса [117, 143–148]: $\Theta_0=0,3$; $\Theta_{\text{ч}}=1$; $Q_0=45$ МДж/кг; $E=130$ кДж/моль; $k_0=7 \cdot 10^6$ с⁻¹; $\Theta_{\text{к}}=1,4$; $Q_{\text{к}}=205$ кДж/кг; $T_{\text{м}}=1000$ К; $C_{\text{в}0}=0$. Теплофизические характеристики бензина и его паров, стальной частицы, воздуха и паров воды в зависимости от температуры приведены в [117, 146, 147].

Проведен анализ масштабов влияния начальной температуры частицы $\Theta_{\text{ч}}$ на значения времен задержки зажигания τ_3 в рассматриваемой системе (табл. 3.8.2). Установлены относительно небольшие отклонения значений τ_3 для плоской (не учитывался тепломассоперенос в направлении оси z) и пространственной моделей.

Таблица 3.8.2. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – бензин – воздух» в зависимости от начальной температуры частицы при $H_q=K_q=0,2, L_q=0,07$

Θ_q	1,5	1,4	1,3	1,2	1,1	1	0,9	0,8	0,75
Плоская модель									
τ_3	0,0071	0,0139	0,0233	0,0354	0,056	0,093	0,178	0,341	нет зажигания
Пространственная модель									
τ_3	0,0071	0,0140	0,0235	0,0366	0,059	0,102	0,197	0,393	нет зажигания

Следует отметить немонотонное увеличение значений времен задержки зажигания с понижением Θ_q . Видно, что если $\Theta_q \leq 0,9$, то значения τ_3 увеличиваются более быстро, чем при $\Theta_q > 0,9$. Если $\Theta_q \geq 1,5$, то условия воспламенения реализуются при значительно меньших τ_3 по сравнению с $\Theta_q < 1,5$. Полученный результат можно объяснить дополнительным выделением энергии за счет кристаллизации источника нагрева при температурах $\Theta_q \geq \Theta_k$.

Сравнение значений τ_3 для плоской и пространственной моделей теплопереноса дает основание для вывода о том, что в силу небольших отклонений τ_3 (при $\Theta_q > 0,9$) и существенных сложностей численного анализа исследуемого процесса можно использовать плоские модели. Следует отметить, что отклонения значений τ_3 для плоской и пространственной моделей достигают 10 % лишь при $\Theta_q < 0,8$. При $\Theta_q \geq 1,5$ эти отклонения минимальны (менее 0,5 %).

В таблице 3.8.3 приведены значения τ_3 в зависимости от размеров частицы. Видно, что при уменьшении характерных размеров источника нагрева H_q, K_q, L_q время задержки зажигания резко увеличивается. Полученный результат хорошо согласуется с общими положениями современной теории зажигания конденсированных веществ [92]. Следует

отметить, что предельными значениями характерных размеров частиц, при которых реализуются условия воспламенения, являются $H_q=K_q=0,1$, $L_q=0,06$.

Таблица 3.8.3. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – бензин – воздух» в зависимости от размеров частицы при $\Theta_q=1$

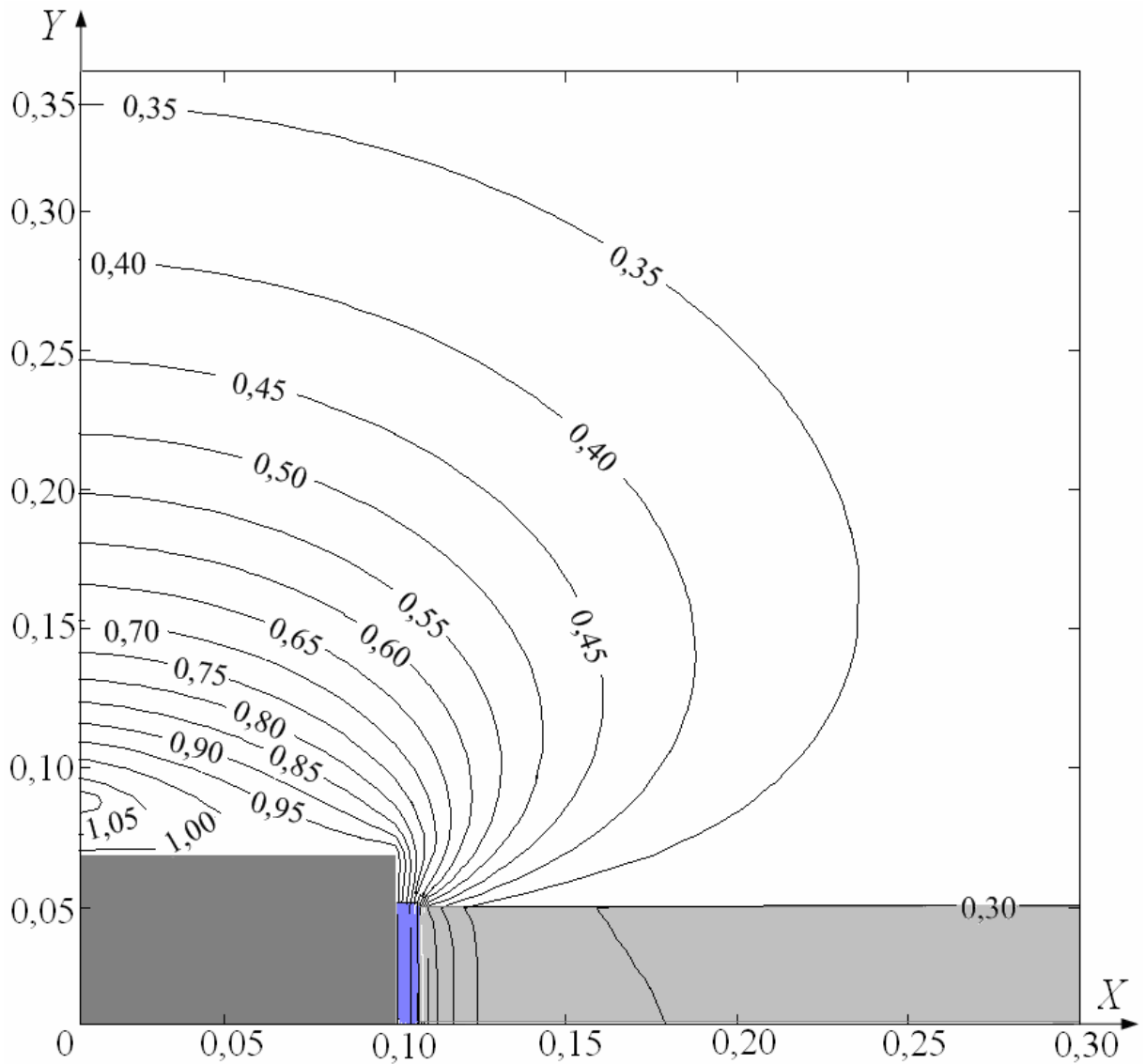
$H_q=K_q$	0,2	0,2	0,2	0,2	0,18	0,16	0,14	0,12
L_q	0,09	0,08	0,07	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06
τ_3	0,074	0,093	0,102	0,117	0,122	0,137	0,153	0,181

Численный анализ исследуемого процесса показал, что определяющее значение в реализации условий воспламенения имеет характерный размер частицы L_q . Это можно объяснить тем, что в зависимости от величины L_q существенно меняются площади поверхностей контакта источника тепла с жидкостью и парогазовой смесью. При $L_q < 0,05$ боковые грани частицы по всему периметру охлаждаются жидкостью. В таких условиях резко увеличивается время задержки зажигания, а при $H_q=K_q \leq 0,1$ условия воспламенения не реализуются. Однако, при $H_q=K_q > 0,12$ даже величины $L_q=0,05$ достаточно для зажигания жидкости. При $L_q > 0,05$ увеличивается площадь поверхности контакта частицы с воздухом, что приводит к уменьшению теплоотвода от частицы в жидкость, более медленному остыванию источника энергии и, как следствие, уменьшению τ_3 (табл. 3.8.3).

Следует отметить, что результаты решения пространственной задачи (табл. 3.8.2, 3.8.3) приведены для случая $H_q=K_q$. При $H_q > K_q$ или $H_q < K_q$ условия теплового контакта источника нагрева с жидкостью меняются, что приводит к изменению и τ_3 . В случае относительно небольших температур частиц ($\Theta_q < 0,9$) эти изменения существенны (более 15÷20 %). Однако, при $\Theta_q > 0,9$ и равных площадях поверхности контакта с жидкостью для частиц с $H_q=K_q$, $H_q > K_q$ или $H_q < K_q$ значения τ_3 отличаются незначительно (2÷3 %).

На рисунке 3.8.5 показаны температурные поля в сечениях $Z=0$ и $Y=0,087$.

При $\Theta_q=1$, $H_q=K_q=0,2$, $L_q=0,07$ зажигание формирующейся парогазовой смеси происходит вблизи верхней грани частицы в районе оси симметрии. Установленная закономерность наблюдается при $\Theta_q < 1,3$. Однако, при увеличении температуры частицы до $\Theta_q > 1,3$ зажигание происходит уже вблизи ее боковых граней, что обусловлено следующими особенностями механизма исследуемого процесса.



a

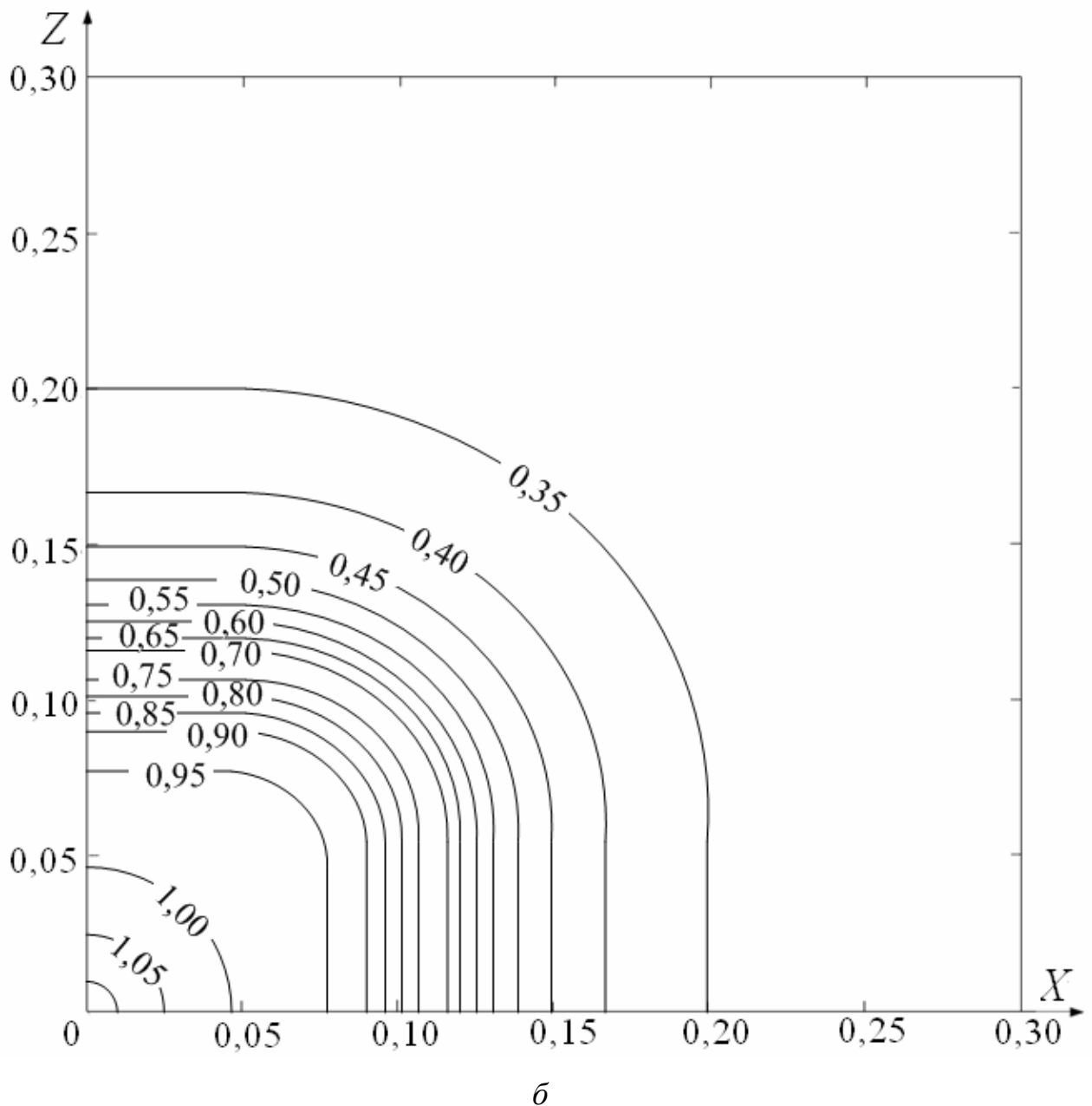


Рисунок 3.8.5. Температурное поле системы «стальная частица – бензин – воздух» в момент воспламенения ($\tau_3=0,102$) в сечении $Z=0$ (а) и $Y=0,087$ (б)

При $H_q=K_q=0,2$, $L_q=0,07$ даже высокой начальной температуры частицы $\Theta_q=1$ недостаточно для зажигания парогазовой смеси на поверхности жидкости или вблизи границы испарения. Лишь после дополнительного разогрева смеси за счет теплообмена с боковыми гранями частицы интенсивно прогреваются восходящие пары горючего с воздухом и достигаются достаточные для зажигания жидкого топлива значения температуры смеси и концентрации в ней горючего.

На рисунке 3.8.5, *a* выделены частица, паровой зазор и жидкость, что позволяет оценить размеры зоны прогрева жидкости и ширины парового зазора. Видно, что при $\Theta_{\text{ч}}=1$ в момент воспламенения паровой зазор имеет размеры $H_{\text{пз}}=K_{\text{пз}}=0,005$. При более высоких температурах ($\Theta_{\text{ч}}\geq 1,5$) эта величина возрастает до $0,0075\div 0,01$. Следует отметить, что при $\Theta_{\text{ч}}\geq 1$ температура частицы интенсивно снижается лишь вблизи ее боковых граней (рис. 3.8.5, *б*). При уменьшении начальной температуры частицы до $\Theta_{\text{ч}}<1$ источник нагрева остывает значительно быстрее.

Изотермы (рис. 3.8.5, *б*) показывают равномерное распределение температуры по направлениям осей *X* и *Z*. Это обусловлено равенством соответствующих характерных размеров источника нагрева $H_{\text{ч}}=K_{\text{ч}}=0,2$. При увеличении одного из этих размеров частицы в соответствующем направлении деформируются и изотермы.

Разработанная пространственная модель позволяет численно исследовать группу взаимосвязанных процессов тепломассопереноса в газовой и жидкой фазах вокруг разогретой до высоких температур частицы в трехмерной постановке. Учет пространственного теплопереноса позволил приблизить физическую постановку задачи к реальным процессам взаимодействия разогретых до высоких температур частиц с типичными горючими жидкостями. Однако, реализация вычислений по сравнению с плоскими (п. 3.1 – 3.7) и одномерными (п. 3.8) моделями существенно усложняется.

Выводы по третьей главе

1. Впервые установлены масштабы влияния на времена задержки зажигания широко распространенных жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо) большой группы значимых параметров локального источника ограниченной энергоемкости – разогретой частицы и взаимосвязанных физико-химических процессов:

- начальная температура и размеры, определяющие теплосодержание источника;
 - теплофизические характеристики материала частицы;
 - шероховатость поверхности локального источника;
 - неидеальный тепловой контакт на границе «частица – жидкость» (наличие парового зазора между частицей и жидкостью);
 - погружение источника ограниченной энергоемкости в жидкость;
 - фазовый переход в источнике при кристаллизации частицы;
 - зависимость теплофизических характеристик от температуры.
2. Показано, что при совместном влиянии естественной конвекции и диффузии интенсивность процессов тепломассопереноса в системе «разогретая до высоких температур частица – жидкое конденсированное вещество – окислитель» определяется в большей степени не диффузионным переносом, как можно было предположить, а переносом тепла вместе с парами горючего за счет конвекции. Этот процесс усложняет механизм зажигания и приводит к увеличению времени задержки зажигания относительно простых моделей, учитывающих только диффузионный перенос паров.
 3. Уменьшение размеров и начальной температуры источника нагрева – одиночной разогретой частицы, характеризующих ее энергетический запас, приводит к увеличению времени задержки зажигания при прочих адекватных параметрах процесса. Эти закономерности соответствуют основным положениям современной теории зажигания конденсированных веществ [92] и результатам исследований процессов теплопереноса в системах «локальный источник нагрева – твердое конденсированное вещество» [85–91].
 4. Установлено, что время задержки зажигания существенно зависит от глубины погружения частицы в жидкость и величины парового зазора между источником нагрева и жидким веществом. При этом показано, что оптимальные условия зажигания, характеризующиеся

минимальными значениями τ_3 , реализуются при положении разогретой частицы на поверхности жидкого вещества.

5. Полученные зависимости времени задержки зажигания от теплофизических характеристик материала частицы показали, что минимальные времена задержки зажигания свойственны процессам взаимодействия типичных жидких топлив с металлическими частицами. При этом реализация условий зажигания определяется совместным достаточно сложным протеканием процессов погружения, испарения и теплоотвода.
6. Процессы тепломассопереноса при зажигании горючих жидкостей одиночными горячими частицами можно моделировать достаточно точно при пренебрежении зависимостью теплофизических характеристик взаимодействующих веществ от температуры и процессами кристаллизации частицы в широком диапазоне изменения Θ_* . Получено общее аппроксимационное выражение, связывающее время задержки зажигания жидкого вещества с температурой локального источника нагрева малых размеров.
7. В результате численного моделирования процессов тепломассопереноса при зажигании жидкого горючего вещества одиночной горячей частицей в условиях непосредственного теплового контакта между ними определено положение зоны локализации ведущей химической реакции окисления. Установлены три режима зажигания жидкостей при локальном нагреве, характеризующиеся изменением положения зоны воспламенения в газовой области относительно погружающегося источника энергии (над частицей, вблизи ее боковой поверхности, в непосредственной близости от границы «источник нагрева – испаряющееся жидкое вещество») и интервалами времен τ_3 .
8. При исследовании масштабов влияния шероховатости поверхности частицы на характеристики зажигания также выделены три режима зажигания. Первый режим зажигания реализуется в газовой области над

частицей при относительно небольших тепловых потоках от источника нагрева к поверхности жидкого топлива и малых размерах элементов шероховатости. При реализации второго режима, соответствующего более интенсивному нагреву жидкости и небольшим размерам элементов шероховатости, зона воспламенения располагается вблизи поверхности испарения горючей жидкости и боковой грани частицы. Для третьего режима, реализующегося в условиях высоких температур частиц и больших размеров элементов шероховатости, характерно зажигание парогазовой смеси вблизи границы испарения в этих элементах. Времена задержки зажигания для каждого из выделенных режимов отличаются в несколько раз. При этом реализация того или иного режима зажигания главным образом определяется параметрами нагретой шероховатой частицы.

9. Исследован процесс зажигания жидкого горючего вещества при использовании одномерной, двумерной и пространственной моделей тепломассопереноса. Определены диапазоны изменения параметров процесса зажигания, при которых для точного анализа достаточно использовать менее сложные по сравнению с пространственными одномерные и двумерные постановки. Также выявлены ограничения по применению упрощенных одномерных моделей для анализа распределений Θ , Ψ , Ω , C_T вблизи границы испарения и погружающегося источника ограниченной энергоемкости.
10. Показано, что большую часть времени задержки зажигания τ_z составляет время прогрева жидкого вещества и парогазовой смеси. Химическая составляющая времени задержки минимальна. Эти результаты подтверждают правомерность выполнения численных исследований макроскопических закономерностей зажигания жидкостей не на кинетических моделях, а при решении соответствующих задач тепломассопереноса.

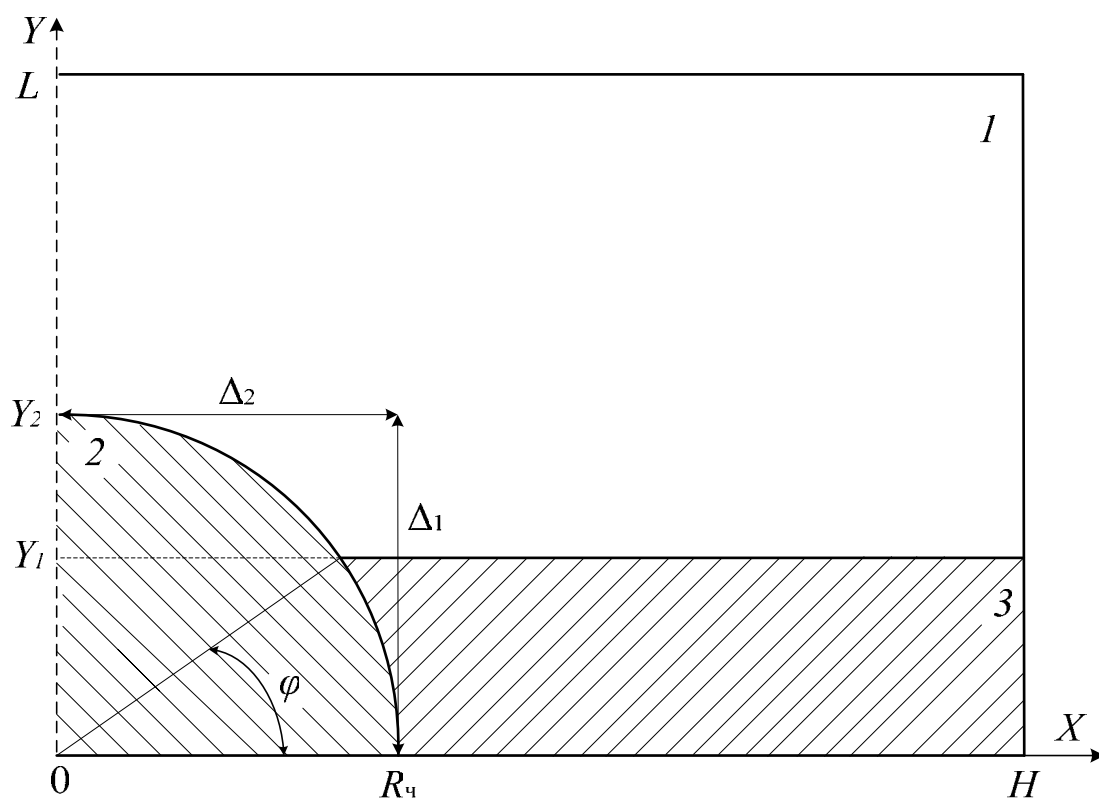
11. Анализ режимов и вычисленных характеристик процессов зажигания керосина, бензина и дизельного топлива позволяет сделать вывод о том, что разработанные модели тепломассопереноса можно применять для анализа закономерностей зажигания большой группы типичных жидких горючих и легковоспламеняющихся веществ при локальном нагреве. При этом в отличие от известных теоретических и экспериментальных работ по исследованию процессов зажигания капель жидких веществ массивной поверхностью [34, 35, 93] не накладываются ограничения на химический состав жидкостей. Возможно применение разработанных моделей тепломассопереноса для исследования процессов зажигания однофракционных и многофракционных жидких веществ с известными кинетическими параметрами E и k_0 .

ГЛАВА 4. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ПЛЕНКИ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ

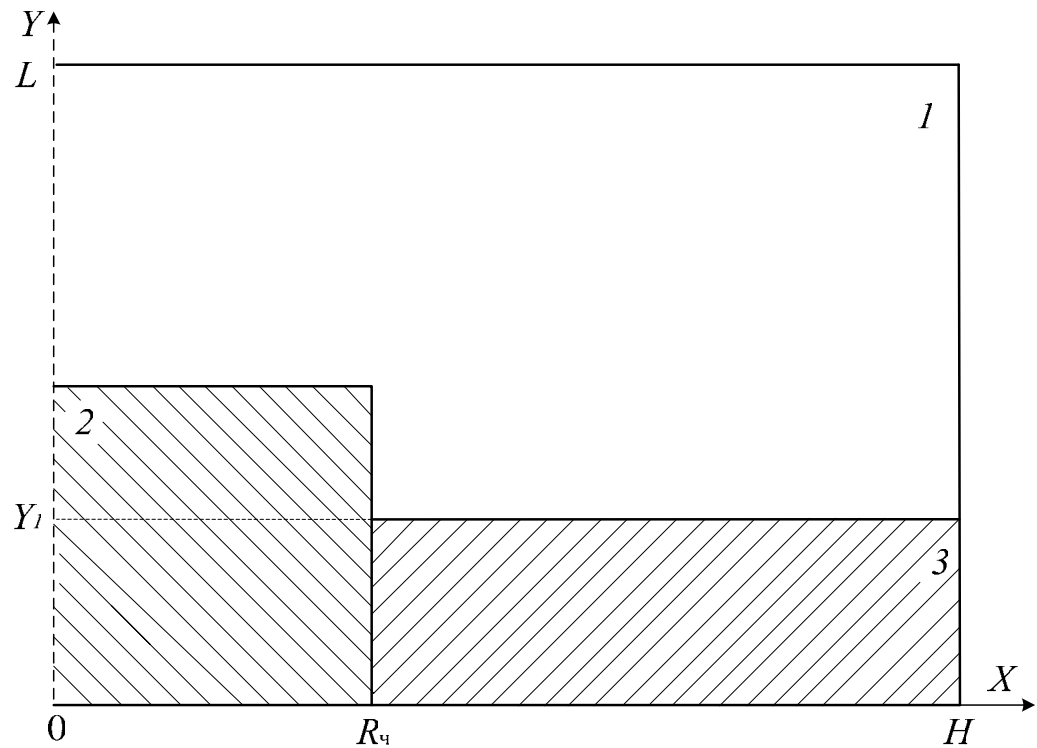
4.1 Анализ масштабов влияния формы разогретой частицы на условия теплообмена при заживании пленки жидкого конденсированного вещества

Моделирование процессов теплообмена выполнено в системе «частица – пленка жидкого конденсированного вещества – окислитель». В зависимости от формы источника энергии схема области решения имеет вид, представленный на рисунках 4.1.1, а, 4.1.1, б и 4.1.1, в [178–182].

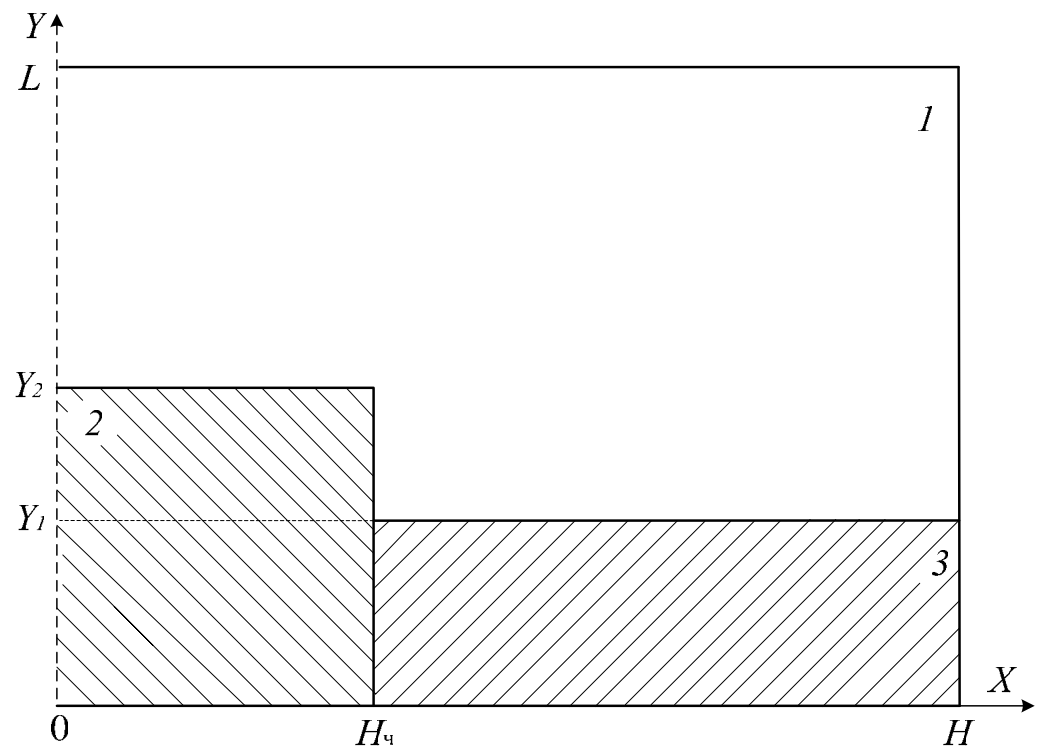
Толщина пленки конденсированного вещества принималась меньше характерных размеров разогретых частиц (рис. 4.1.1). В жидкости и парогазовой смеси выделялись области с размерами, существенно превышающими размеры источника нагрева.



a



б



в

Рисунок 4.1.1. Схема области решения задачи с частицей в форме полусферы (а), цилиндрического диска (б) и параллелепипеда (в): 1 – парогазовая смесь, 2 – разогретая частица, 3 – жидкое конденсированное вещество

Частицы моделировались в форме полусферы (рис. 4.1.1, а), цилиндрического диска (рис. 4.1.1, б) и параллелепипеда (рис. 4.1.1, в). В качестве воспламеняемого конденсированного вещества выбрано дизельное топливо. Исследования выполнены на примере стальных частиц, температура которых варьировалась в диапазоне 1000÷1700 К.

Особенность поставленной задачи тепломассопереноса состоит в том, что уравнения переноса тепла и массы для парогазовой смеси и уравнение теплопроводности для пленки горючей жидкости решались в декартовых координатах, а уравнения теплопроводности для источника тепла с учетом возможной кристаллизации металла в зависимости от его формы имели следующий вид ($0 < \tau < \tau_3$):

полусфера (рис. 4.1.1, а) при $0 < R < R_{\text{ч}}$, $0 < \varphi < 1$:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \sin(\varphi)} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin(\varphi) \frac{\partial \Theta_2}{\partial \varphi} \right) + \frac{Q_{\text{к}} W_{\text{к}} l^2}{r_{\text{ч}} \Delta T \lambda_2}; \quad (4.1.1)$$

цилиндрический диск (рис. 4.1.1, б) при $0 < R < R_{\text{ч}}$, $0 < Y < Y_2$:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2} + \frac{Q_{\text{к}} W_{\text{к}} l^2}{r_{\text{ч}} \Delta T \lambda_2}; \quad (4.1.2)$$

параллелепипед неограниченной длины (рис. 4.1.1, в) при $0 < X < H_{\text{ч}}$, $0 < Y < Y_2$:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2} + \frac{Q_{\text{к}} W_{\text{к}} l^2}{h_{\text{ч}} \Delta T \lambda_2}. \quad (4.1.3)$$

Здесь R , φ – безразмерные аналоги сферических координат r , β ($R=r/l$, $\varphi=\beta/\varphi_{\text{м}}$).

Начальные и граничные условия при решении системы уравнений, описывающих комплекс процессов тепломассопереноса в малой окрестности источника нагрева, принимались аналогично общим постановкам, приведенным в п. 2.1 – 2.3.

В качестве масштабных величин при переходе к безразмерным переменным использовались следующие: масштаб времени $t_{\text{м}}=1$ с; масштаб температуры $T_{\text{м}}=1000$ К; характерный размер области решения по одной из декартовых координат $l_{\text{м}}=20$ мм; характерный размер по одной из

сферических координат $\varphi_m = \pi/2$; V_m – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкости, м/с.

При численном моделировании использовались следующие значения параметров [117, 143–148]: начальные температуры пленки жидкости $\Theta_0 = 0,3$, частицы $\Theta_{\text{ч}} = 1,5$, воздуха $\Theta_{\text{а}} = 0,308$; начальное содержание паров воды в воздухе $C_{\text{в}0} = 0$; тепловой эффект реакции окисления паров горючего в воздухе $Q_o = 42$ МДж/кг; тепловой эффект испарения жидкости $Q_{\text{и}} = 25$ кДж/кг; энергия активации $E = 250$ кДж/моль; предэкспонент $k_0 = 9 \cdot 10^8$ с⁻¹; радиус частицы $R_{\text{ч}} = 0,2$; толщина пленки $L_1 = 0,1$; размеры области решения $H = 0,5$, $L = 1$; температура плавления стальной частицы $\Theta_{\text{к}} = 1,5$; тепловой эффект кристаллизации материала частицы $Q_{\text{к}} = 205$ кДж/кг. Теплофизические характеристики дизельного топлива, его паров, стальной частицы, воздуха и паров воды в зависимости от температуры представлены в [117, 146, 147].

Результаты исследований процессов тепломассопереноса при зажигании твердых конденсированных веществ разогретыми до высоких температур металлическими частицами малых размеров [85–89] показали, что конфигурация источника нагрева несущественно влияет на время задержки зажигания. Для анализа этого фактора варьировались в широких диапазонах параметры, определяющие энергетический запас частицы, в частности, начальная температура и размеры. Установленные закономерности для модели «разогретаая частица – твердое конденсированное вещество» можно объяснить тем, что при изменении формы частицы (параллелепипед, диск, полусфера) практически не менялись определяющие в данном случае площади контакта источника нагрева с воспламеняемым веществом. Изменялись лишь площади контакта разогретой частицы с внешней средой. Эти факторы приводили к разномасштабным отклонениям времен задержки зажигания τ_z для частиц различной формы в зависимости от $\Theta_{\text{ч}}$ [85–89].

В отличие от [85–89] в рассматриваемых системах [178–182] зажигания жидких конденсированных веществ источниками нагрева малых размеров в форме полусферы (рис. 4.1.1, *а*), цилиндрического диска (рис. 4.1.1, *б*) и параллелепипеда неограниченной длины (рис. 4.1.1, *в*) с изменением конфигурации частицы существенно меняются площади контакта источника с окислителем и с воспламеняемым конденсированным веществом. Эти факторы приводят к значительно большим отклонениям времен τ_3 для частиц различной формы (табл. 4.1.1) по сравнению с [85–89].

Таблица 4.1.1. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – пленка дизельного топлива – воздух» в зависимости от размеров и формы частицы при $\Theta_{\text{ч}}=1,3$

Полусфера (рис. 4.1.1, <i>а</i>)						
$R_{\text{ч}}$	0,25	0,225	0,2	0,175	0,15	0,125
τ_3	0,068	0,069	0,071	0,074	0,088	0,134
Цилиндрический диск (рис. 4.1.1, <i>б</i>)						
$R_{\text{ч}}$	0,25	0,225	0,2	0,175	0,15	0,125
$Z_{\text{ч}}$	0,25	0,225	0,2	0,175	0,15	0,125
τ_3	0,065	0,067	0,068	0,071	0,076	0,089
Параллелепипед (рис. 4.1.1, <i>в</i>)						
$H_{\text{ч}}$	0,25	0,225	0,2	0,175	0,15	0,125
$L_{\text{ч}}$	0,25	0,225	0,2	0,175	0,15	0,125
τ_3	0,061	0,063	0,064	0,066	0,069	0,077

$R_{\text{ч}}$ – безразмерный аналог радиуса частицы в форме полусферы (рис. 4.1.1, *а*);

$Z_{\text{ч}}$ – безразмерный аналог высоты частицы ($Z_{\text{ч}}=Y_2$) в форме цилиндрического диска (рис. 4.1.1, *б*);

$H_{\text{ч}}, L_{\text{ч}}$ – безразмерные аналоги ширины и высоты частицы ($L_{\text{ч}}=Y_2$) в форме параллелепипеда неограниченной длины (рис. 4.1.1, *в*)

Из таблицы 4.1.1 видно, что значения τ_3 в системе «частица – жидкое конденсированное вещество – окислитель» для источников нагрева с различной конфигурацией существенно отличаются в области малых размеров ($R_{\text{ч}} < 0,125$). Этот результат обусловлен тем, что при значениях $R_{\text{ч}}$, близких к L_1 , увеличивается площадь контакта частицы с пленкой горючей жидкости и уменьшается площадь контакта с парогазовой смесью. Из рисунков 4.1.1, а, 4.1.1, б и 4.1.1, в видно, что площади поверхностей контакта частицы в форме полусферы, диска и параллелепипеда с пленкой горючей жидкости и парогазовой смесью существенно отличаются. Так, например, для полусферических частиц большая часть поверхности находится в контакте с жидкостью, а парогазовая смесь нагревается за счет малой энергии, аккумулированной в источнике нагрева. В таких условиях прогрев смеси проходит медленнее, в результате чего увеличивается время задержки зажигания τ_3 . Для частиц в форме цилиндрического диска и параллелепипеда при характерных размерах, близких к величине L_1 , площадь контакта источника нагрева с парогазовой смесью больше. Как следствие, больше энергии передается смеси, и она быстрее прогревается. Условия воспламенения реализуются при меньших значениях τ_3 (табл. 4.1.1).

Следует отметить, что отклонения τ_3 для частиц в форме параллелепипеда и диска с одинаковыми характерными размерами (табл. 4.1.1) также вызваны неравенством площадей контакта частицы с жидкостью и смесью. В данном случае при решении плоских задач тепломассопереноса это неравенство обусловлено неограниченностью размеров частицы в форме параллелепипеда (рис. 4.1.1, в) по третьей координате и фиксированными аналогичными размерами частицы в форме диска (рис. 4.1.1, б).

При увеличении размеров частиц влияние их конфигурации при фиксированной толщине пленки дизельного топлива L_1 становится не таким масштабным, как в случае $R_{\text{ч}}$, близких к L_1 . Этот результат можно объяснить тем, что при увеличении размеров источника нагрева относительно величины

L_1 уменьшаются площади контакта источника с жидкостью и доля энергии частицы, расходуемая на нагрев и испарение конденсированного вещества. При этом увеличивается аккумулированная энергия источника, передаваемая парогазовой смеси. В таких условиях при близких площадях контакта источников ограниченной энергоемкости различной конфигурации с жидкостью и существенно отличающихся площадях контакта со смесью изменение τ_3 не является масштабным (табл. 4.1.1). Например, при $R_q=0,25$ для полусферической частицы время задержки зажигания равно $\tau_3=0,068$. Отклонения от аналогичных параметров для частиц в форме диска (рис. 4.1.1, б) с $R_q=Z_q=0,25$ и параллелепипеда с $H_q=L_q=0,25$ (рис. 4.1.1, в) составляют 4 % и 10 % соответственно.

Установлено, что основным параметром, определяющим характеристики источника нагрева в системе «разогретая частица с конечным энергетическим запасом – жидкое горючее вещество – воздух», является начальная температура частицы Θ_q . В связи с этим наибольший интерес представляет исследование масштабов влияния Θ_q на отклонения τ_3 , приведенные в таблице 4.1.1, для частиц различной конфигурации. На рисунке 4.1.2 показаны результаты такого исследования.

При относительно невысоких начальных температурах источника нагрева ($\Theta_q < 1,3$) значения τ_3 для частиц в форме полусферы, диска и параллелепипеда существенно отличаются (рис. 4.1.2). Это вызвано тем, что стадия прогрева парогазовой смеси при $\Theta_q < 1,3$ играет главную роль в общем комплексе процессов тепломассопереноса в малой окрестности источника нагрева. Тела в форме полусферы быстрее остывают согласно общей теории теплопереноса [126] по сравнению с дисками и параллелепипедами, так как им свойственны наименьшие отношения площадей поверхности к занимаемому объёму. Эти факторы проявляются более масштабно при размерах частицы, близких к L_1 , и относительно невысоких температурах $\Theta_q < 1,3$.

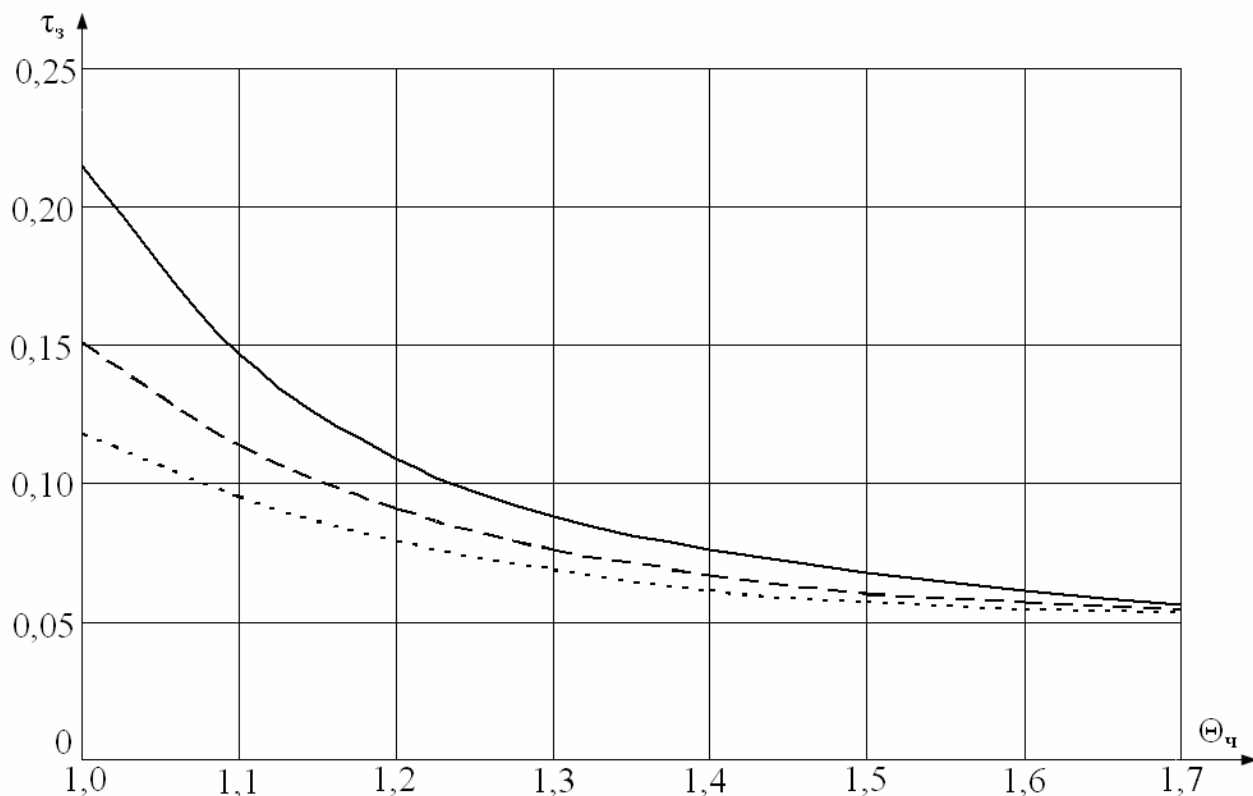


Рисунок 4.1.2. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры частицы $\Theta_{\text{ч}}$ (— полусфера радиусом $R_{\text{ч}}=0,15$; - - диск размерами $R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}=0,15$; - - - параллелепипед размерами $H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}=0,15$)

Однако, при повышении $\Theta_{\text{ч}}$ увеличивается энергетический запас источников нагрева различной конфигурации. В таких условиях прогрев смеси реализуется быстрее и уменьшается влияние этой стадии на значения времен задержки зажигания (рис. 4.1.2). Очевидно, что при больших размерах ($R_{\text{ч}} \gg L_1$) и высоких начальных температурах ($\Theta_{\text{ч}} > 1,7$) частиц условия воспламенения в системе «разогретая частица – дизельное топливо – окислитель» будут реализовываться при значительно меньших τ_3 по сравнению с представленными на рисунке 4.1.2 и влияние конфигурации источника нагрева будет несущественным.

Для зависимостей времен задержки зажигания жидкого вещества от начальной температуры частиц различной конфигурации (рис. 4.1.2) получено общее аппроксимационное выражение ($1 < \Theta_{\text{ч}} < 1,7$):

$$\tau_3 = 0,332 - 3,661\Theta_{\text{ч}} + 17,029\Theta_{\text{ч}}^2 - 26,667\Theta_{\text{ч}}^3. \quad (4.1.4)$$

Анализ выражений (3.6.1) и (4.1.4) показывает существенные отличия в виде полиномиальных функций для процессов зажигания больших массивов и тонких пленок жидких конденсированных веществ в условиях локального нагрева. При этом следует подчеркнуть, что получить аппроксимационное выражение для τ_3 в зависимости от нескольких параметров (например, температура, характерный размер, конфигурация источника нагрева) практически невозможно (многомерные пространства параметров достаточно сложны в численной обработке). Поэтому для разных конфигураций (полусфера, параллелепипед, цилиндрический диск) получены аппроксимационные выражения, связывающие характерный размер источника и время задержки зажигания при постоянной температуре ($\Theta_{\text{ч}}=1,3$):

$$\text{полусфера радиусом } R_{\text{ч}}: \tau_3 = 1,085 - 14,587R_{\text{ч}} + 69,467R_{\text{ч}}^2 - 109,631R_{\text{ч}}^3, \quad (4.1.5)$$

цилиндрический диск при $R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}$:

$$\tau_3 = 0,332 - 3,661R_{\text{ч}} + 17,029R_{\text{ч}}^2 - 26,667R_{\text{ч}}^3, \quad (4.1.6)$$

параллелепипед неограниченной длины при $H_{\text{ч}}=L_{\text{ч}}$:

$$\tau_3 = 0,231 - 2,341H_{\text{ч}} + 11,086H_{\text{ч}}^2 - 17,778H_{\text{ч}}^3. \quad (4.1.7)$$

При проведении численных исследований на моделях тепломассопереноса с частицами в форме параллелепипеда малых размеров выявлены особенности, связанные с изменением положения зоны воспламенения в зависимости от энергетического запаса частицы (п. 3.1 – 3.7). Показано, что зона локализации ведущей химической реакции окисления может располагаться вблизи границы испарения жидкости у боковой грани частицы или над источником тепла.

При численном моделировании процессов тепломассопереноса в рассматриваемых системах (рис. 4.1.1) установлены аналогичные закономерности. Кроме того, для частиц полусферической формы определены распределения температуры (рис. 4.1.3, 4.1.4), на которых видны максимумы градиентов температур, характеризующие положение зоны

воспламенения, а также области интенсивного и слабого остывания источника энергии.

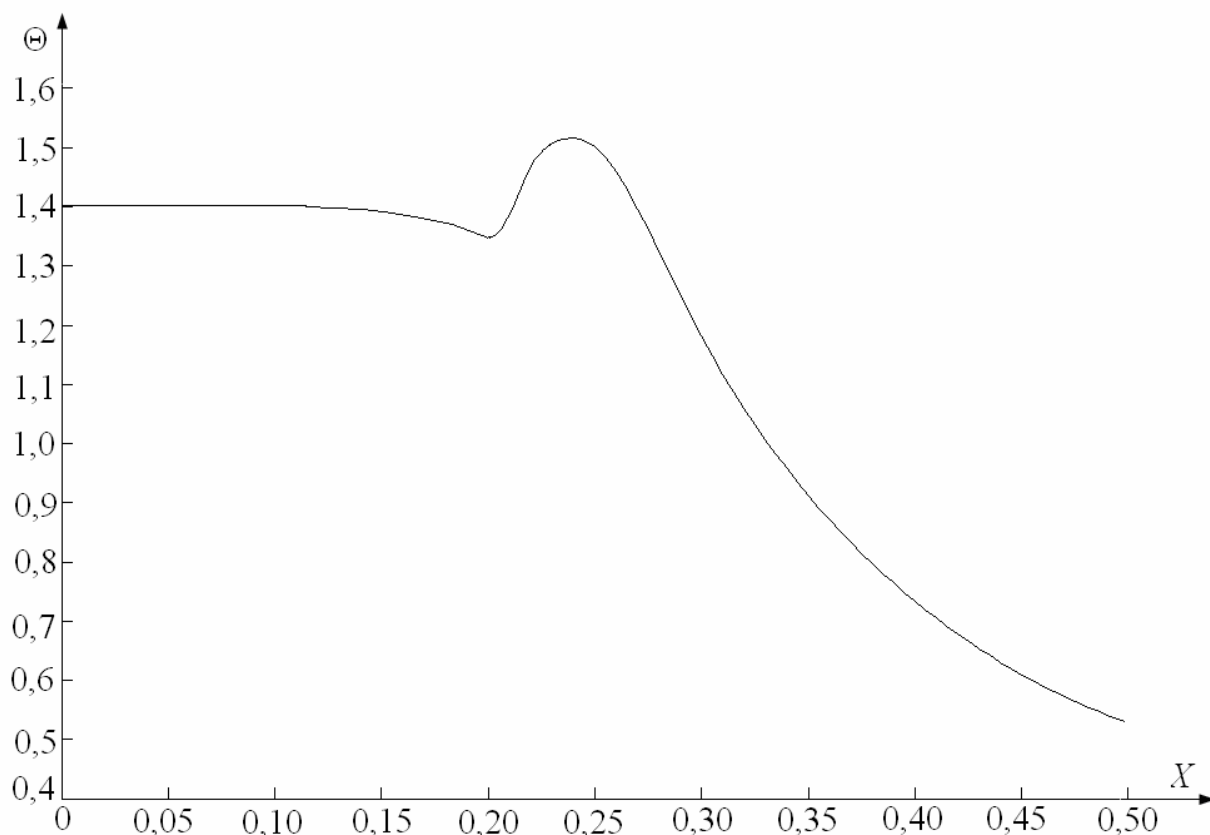


Рисунок 4.1.3. Распределение температуры по координате X при $\Theta_q=1,5$, $R_q=0,2$, $\varphi=\arcsin(Y_1/R_q)/\varphi_m$ в момент воспламенения ($\tau_3=0,059$)

На рисунке 4.1.3 видно, что на границе «частица – жидкое конденсированное вещество» падение температуры источника энергии максимально вследствие фазового перехода при испарении жидкости. Теплоотвод в парогазовую смесь от частицы проходит менее интенсивно, вследствие этого градиенты температур на границе «частица – парогазовая смесь» значительно меньше (рис. 4.1.4). При этом максимальные температуры парогазовой смеси достигаются в малой окрестности разогретой частицы (рис. 4.1.3).

Следует также отметить меньшие размеры области прогрева пленки жидкого конденсированного вещества (рис. 4.1.3, 4.1.4) и участков интенсивного испарения по сравнению с аналогичными характеристиками

при взаимодействии разогретых частиц с большими массивами жидкостей. Установленную закономерность можно объяснить значительным уменьшением площадей контакта источника нагрева с пленкой жидкости по сравнению с моделями, в которых источники погружались в жидкое вещество с толщиной, в несколько раз превышающей характерные размеры частиц (п. 3.1 – 3.7). В таких условиях интенсивное испарение горючего происходит лишь у боковых граней частицы. В рамках моделей, приведенных в п. 3.1 – 3.7, испарение жидкостей происходило и у боковых граней частиц, но определяющее значение играл участок испарения под источником нагрева.

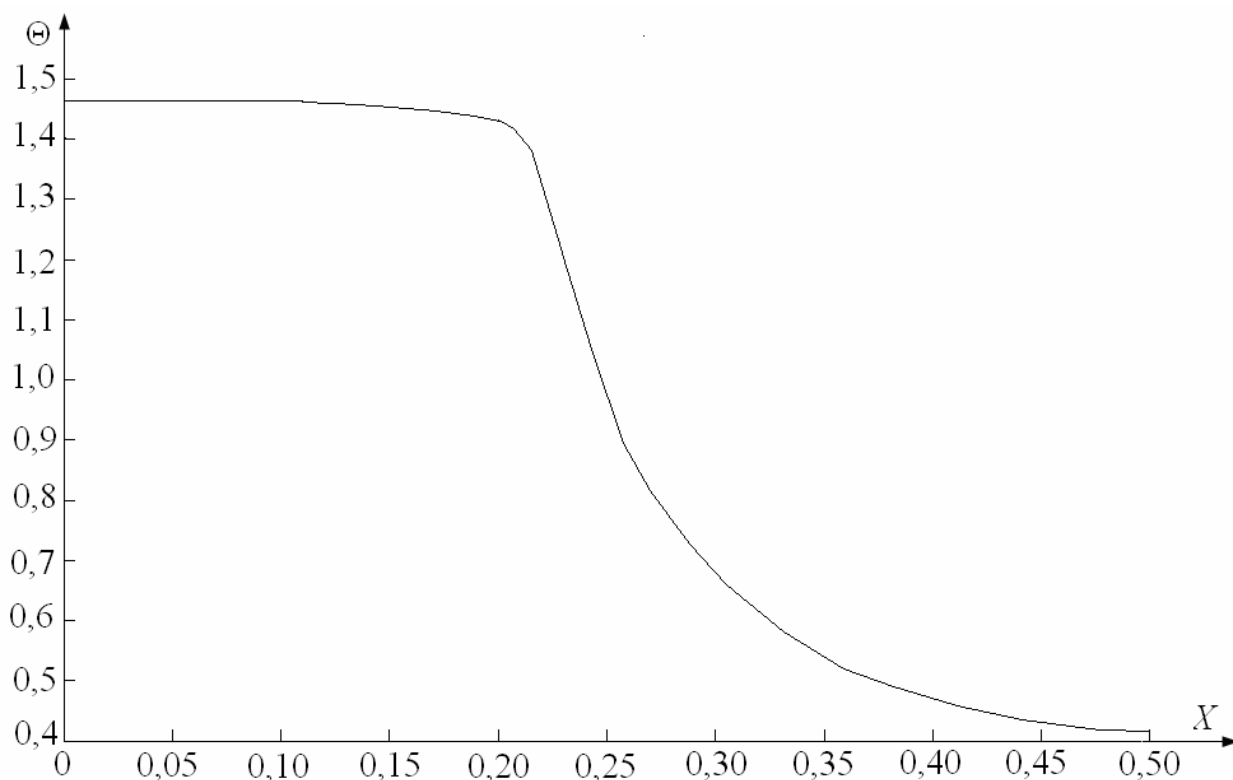


Рисунок 4.1.4. Распределение температуры по координате X при $\Theta_q=1,5$, $R_q=0,2$, $\varphi=0,5$ в момент воспламенения ($\tau_3=0,059$)

В результате анализа установленных макроскопических закономерностей процессов тепломассопереноса можно сделать вывод о том, что условия воспламенения в рассматриваемых системах (рис. 4.1.1) будут реализовываться с минимальными τ_3 при малой толщине пленки горючего

вещества и высоких начальных температурах разогретых частиц вне зависимости от их конфигурации.

Результаты численного моделирования процессов тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества разогретыми частицами различной конфигурации показали, что масштабы влияния формы источника нагрева на время задержки зажигания главным образом зависят от его энергетического запаса и от условий контакта на границе «частица – жидкость». Поэтому роль конфигурации источника тепла в системе «частица – пленка жидкого конденсированного вещества – окислитель» может быть как определяющей (при относительно низких начальных температурах источников), так и пренебрежимо малой (при высоких температурах источников). Большое значение имеет соотношение площадей контакта источника ограниченной энергоемкости с жидкостью и формирующейся парогазовой смесью. Масштабы влияния этого фактора на характеристики зажигания показаны в п. 4.2.

4.2 Определяющая роль соотношения площадей контакта частицы с жидкостью и с парогазовой смесью при реализации условий зажигания пленки жидкого конденсированного вещества

Последовательность стадий процесса зажигания в системе «разогретая металлическая частица – пленка жидкого конденсированного вещества – воздух» [183, 184] принималась аналогично предыдущей задаче. Предполагалось, что частица имеет характерные размеры $R_{\text{ч}}, Z_{\text{ч}}$ ($R_{\text{ч}}=R_1, Z_{\text{ч}}=Z_2$) больше толщины пленки жидкости Z_1 . Анализ выполнялся на примере пленки бензина и нагретой до высоких температур стальной частицы в форме цилиндрического диска (рис. 2.2.1).

Математическая постановка задачи тепломассопереноса в рассматриваемой системе в безразмерных переменных включала систему

уравнений (2.2.1) – (2.2.8). Начальные и граничные условия выставлялись аналогично (2.1.32) – (2.1.51) в цилиндрической системе координат.

В качестве масштабных величин при переходе к безразмерным переменным использовались: масштаб времени $t_m=1$ с; масштаб температуры $T_m=1000$ К; характерный размер области решения $z_L=20$ мм; V_m – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкости, м/с.

Для вычисления отношения площадей контакта разогретой металлической частицы с жидким конденсированным веществом $S_{чж}$ и с парогазовой смесью $S_{чс}$ использовались выражения [183, 184]:

$$S_{чж}=2\pi R_1 Z_1;$$

$$S_{чс}=2\pi R_1(Z_2-Z_1)+\pi R_1^2;$$

$$S^*=S_{чж}/S_{чс}.$$

При исследовании масштабов влияния S^* на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания в рассматриваемой системе варьировалась толщина пленки жидкости Z_1 при неизменных размерах частицы $R_ч$ и $Z_ч$.

Численные исследования выполнены при следующих значениях параметров [117, 143–148]: $\Theta_0=0,3$, $\Theta_ч=1$, $Q_0=45$ МДж/кг, $C_r=0$, $C_{в0}=0$, $E=130$ кДж/моль, $k_0=7\cdot 10^6$ с⁻¹, $\Theta_k=1,4$, $Q_k=205$ кДж/кг, $R_ч=Z_ч=0,13$. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ в зависимости от температуры представлены в [117, 146, 147].

Влияние формы источников нагрева на характеристики взаимосвязанных процессов тепломассопереноса (теплопроводность в твердой (частица), жидкой (конденсированное вещество) и газовой (парогазовая смесь) фазах, испарение жидкости, диффузия и конвекция паров горючего в воздухе, кристаллизация материала частицы) при зажигании жидких конденсированных веществ разогретыми частицами малых размеров исследовано достаточно полно (п. 4.1). Однако, при проведении анализа влияния суммарных площадей поверхностей разогретых частиц на время задержки зажигания жидкостей не исследовано влияние «открытых» и

«закрытых» поверхностях частиц. За счет теплоотвода с «закрытой» жидким веществом поверхности часть энергии источника нагрева расходовалась на нагрев и испарение топлива, а с «открытой» поверхности – на разогрев парогазовой смеси. В связи с этим интерес представляет исследование этого фактора на примере частиц в форме дисков для установления усредненных по отношению к сферам и параллелепипедам зависимостей.

На рисунке 4.2.1 приведена зависимость времени задержки зажигания τ_3 от величины отношения площадей контакта разогретой стальной частицы с пленкой бензина и с формирующейся парогазовой смесью S^* . Обозначены предельные (минимальное (S_1^*) и максимальное (S_2^*)) значения параметра S^* , при которых происходит зажигание.

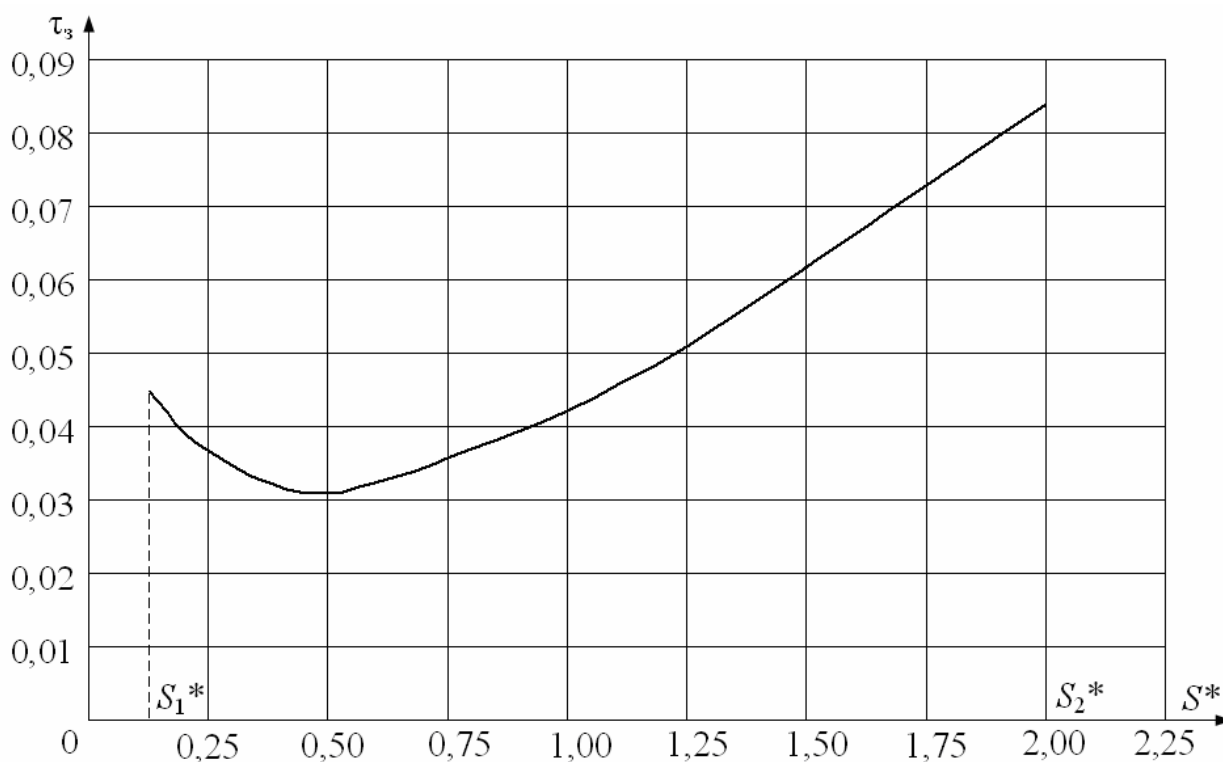


Рисунок 4.2.1. Зависимость времени задержки зажигания от отношения S^* при $\Theta_q=1,5$ ($S_1^*=0,125$, $S_2^*=2$)

Показано, что параметр S^* оказывает существенное влияние на характеристики исследуемого процесса зажигания. Например, при $S^*=0,5$ и $S^*=2$ значения τ_3 отличаются в несколько раз. Минимальное время задержки

зажигания τ_3 в рассматриваемой системе соответствует $S^*=0,5$. Этот результат позволяет сделать вывод о том, что для минимизации инерционности исследуемого процесса зажигания площадь $S_{чс}$ должна превышать площадь контакта частицы с жидкостью $S_{чж}$ в два раза.

При уменьшении S^* относительно $S^*=0,5$ значения τ_3 увеличиваются, а при $S^*<0,125$ зажигание не происходит. Установленную закономерность можно объяснить тем, что при понижении S^* за счет уменьшения толщины пленки Z_1 увеличивается время прогрева и испарения жидкого топлива. При высокой температуре воздуха у боковой грани частицы вблизи границы испарения жидкости разогрев формирующейся парогазовой смеси проходит интенсивно. Но так как при понижении S^* уменьшается массовая скорость испарения и концентрация горючего в газовой области в малой окрестности частицы возрастает медленно, то значения τ_3 увеличиваются (рис. 4.2.1).

С другой стороны, при повышении S^* увеличивается площадь контакта разогретой частицы с жидкостью $S_{чж}$. В таких условиях увеличивается доля аккумулированной в источнике энергии, расходуемая на нагрев и испарение топлива. Как следствие, частица быстрее отдает тепло жидкости и остывает. Меньше энергии остается на разогрев формирующейся парогазовой смеси. Так, например, при $S^*>2$ условия воспламенения в рассматриваемой системе взаимодействующих веществ не реализуются (рис. 4.2.1). Этот диапазон изменения S^* соответствует условиям полного погружения частицы в пленку жидкого топлива.

При уменьшении начальной температуры частицы влияние S^* на характеристики исследуемого процесса зажигания усиливается. Например, при $\Theta_4=1,2$ возрастание значений τ_3 с увеличением S^* относительно $S^*=0,5$ более масштабно (рис. 4.2.2) по сравнению с аналогичными параметрами при $\Theta_4=1,5$ (рис. 4.2.1). Этот результат вызван увеличением инерционности отдельных стадий процесса зажигания (разогрев и испарение жидкого конденсированного вещества, смешение паров горючего с окислителем в воздухе, разогрев парогазовой смеси).

Анализируя полученные зависимости τ_3 от S^* (рис. 4.2.1, 4.2.2), можно сделать вывод о том, что с изменением отношения площадей $S_{чс}$ и $S_{чж}$ и ростом $\Theta_ч$ меняются характерные времена протекания взаимосвязанных процессов тепломассопереноса с фазовыми превращениями и химическими реакциями (диффузия, конвекция, теплопроводность, кристаллизация, испарение). Так, например, при $\Theta_ч > \Theta_к$ кристаллизация частицы расплавленного металла приводит к дополнительному выделению энергии в твердой фазе и увеличению теплоты, передаваемой в жидкость и парогазовую смесь. В малой окрестности частицы и границы испарения топлива увеличиваются градиенты температур и концентраций горючего. Вследствие этого более интенсивно происходит смешение паров горючего с окислителем. В таких условиях при $S^*=0,5$ процессы диффузии и конвекции паров горючего в воздухе не так масштабно влияют на τ_3 (рис. 4.2.1), как для режима, описанного в п. 3.1, 3.2.

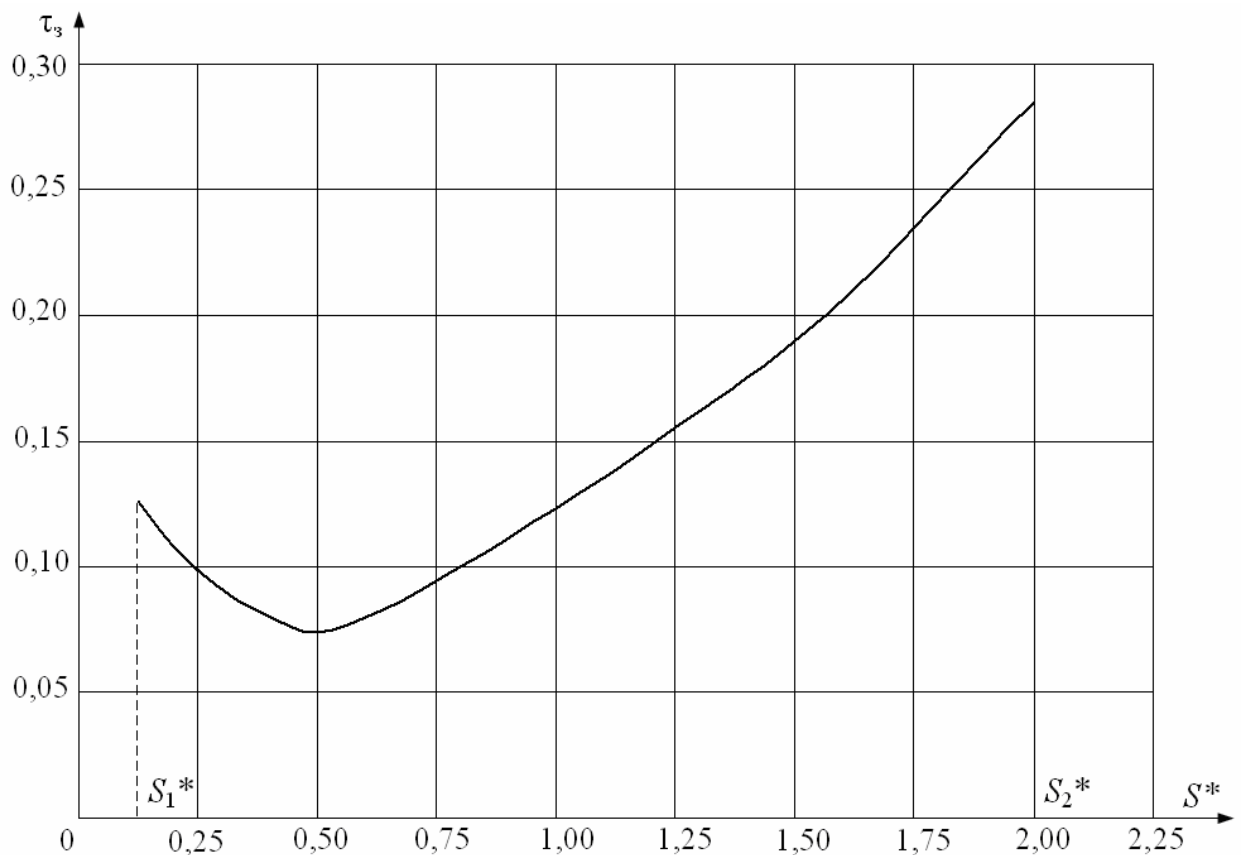


Рисунок 4.2.2. Зависимость времени задержки зажигания τ_3 от отношения S^* при $\Theta_ч=1,2$ ($S_1^*=0,125$, $S_2^*=2$)

При увеличении S^* и $\Theta_{\text{ч}} < \Theta_{\text{к}}$ процессы диффузии и конвекции в рассматриваемой системе протекают в условиях меньших температур смеси и больших тепловых потоков от частицы в жидкость. Поэтому усиливается влияние стадий смешения и прогрева смеси на характеристики процесса зажигания, в частности, на τ_3 (рис. 4.2.2).

Необходимо отметить роль еще одного немаловажного фактора – размеров источника энергии. Очевидно, что от значений $R_{\text{ч}}$ и $Z_{\text{ч}}$ в рассматриваемой системе взаимодействующих веществ существенно зависят скорости протекания процессов тепломассопереноса в малой окрестности разогретой частицы. При решении предыдущих задач (п. 3.1 – 3.8) установлено, что при увеличении характерных размеров разогретых частиц возрастает их энергетический запас и времена задержки зажигания больших массивов жидких конденсированных веществ уменьшаются. Аналогичные закономерности свойственны рассматриваемой системе. Так, например, при понижении S^* относительно $S^*=0,5$ не за счет уменьшения толщины пленки жидкости, а вследствие увеличения $R_{\text{ч}}$ и $Z_{\text{ч}}$, время задержки зажигания уменьшается, а не увеличивается, как показано на рис. 4.2.1, 4.2.2. Это обусловлено тем, что с увеличением $R_{\text{ч}}$ и $Z_{\text{ч}}$ при неизменном значении Z_1 повышается теплосодержание частицы и возрастает аккумулированная энергия, передаваемая жидкости и парогазовой смеси. Соответственно, больше теплоты поступает в зону реакции.

В то же время выполненный теоретический анализ позволяет сделать вывод о том, что даже при больших размерах частиц ($R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}>0,15$) и $S^*>2$ (за счет увеличения толщины пленки топлива Z_1) вероятность зажигания жидкого конденсированного вещества мала. Поэтому для стабильного зажигания в рассматриваемой системе необходимы нагретые до высоких температур ($\Theta_{\text{ч}}>1,5$) металлические частицы с характерными размерами, превышающими толщину пленки топлива Z_1 , либо неметаллические частицы меньших размеров, обладающие малой массой (например, углеродистые) и неп полностью погружающиеся в горючую жидкость при $\tau < \tau_3$. В обоих случаях

обеспечивается выполнение определяющего условия $S^* < 2$, при котором зажигание происходит в широком диапазоне изменения параметров одиночной частицы ($\Theta_{\text{ч}}, R_{\text{ч}}, Z_{\text{ч}}$).

Результаты исследования масштабов влияния отношения площадей контакта разогретой металлической частицы в форме диска конечных размеров с жидким конденсированным веществом и с парогазовой смесью на характеристики процесса зажигания показали, что этот фактор также, как и теплосодержание источника нагрева, играет определяющую роль.

Следует также отметить, что при $\Theta_{\text{ч}} < 1$ влияние S^* на инерционность процесса зажигания существенно. Однако, при $\Theta_{\text{ч}} > 2$ условия воспламенения в системе «нагретая металлическая частица – пленка жидкого горючего конденсированного вещества – воздух» реализуются при близких значениях τ_3 в широком диапазоне изменения S^* . Поэтому при $\Theta_{\text{ч}} > 2$ влиянием исследуемого фактора на характеристики процесса зажигания в первом приближении можно пренебречь.

На примере твердых конденсированных веществ и разогретых металлических частиц в [85–89] сделан вывод о том, что механизмы и характеристики зажигания в системах «одиночная горячая частица – твердое конденсированное вещество» и «дисперсный поток «горячих» частиц – твердое конденсированное вещество» незначительно отличаются. Масштабы влияния этого фактора для жидких конденсированных веществ не установлены. В п. 4.3 выполнен анализ «совместного» влияния двух источников ограниченной энергоемкости на условия зажигания жидкостей.

4.3 «Совместное» влияние нескольких частиц на условия тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества

Решена задача тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества несколькими локальными источниками

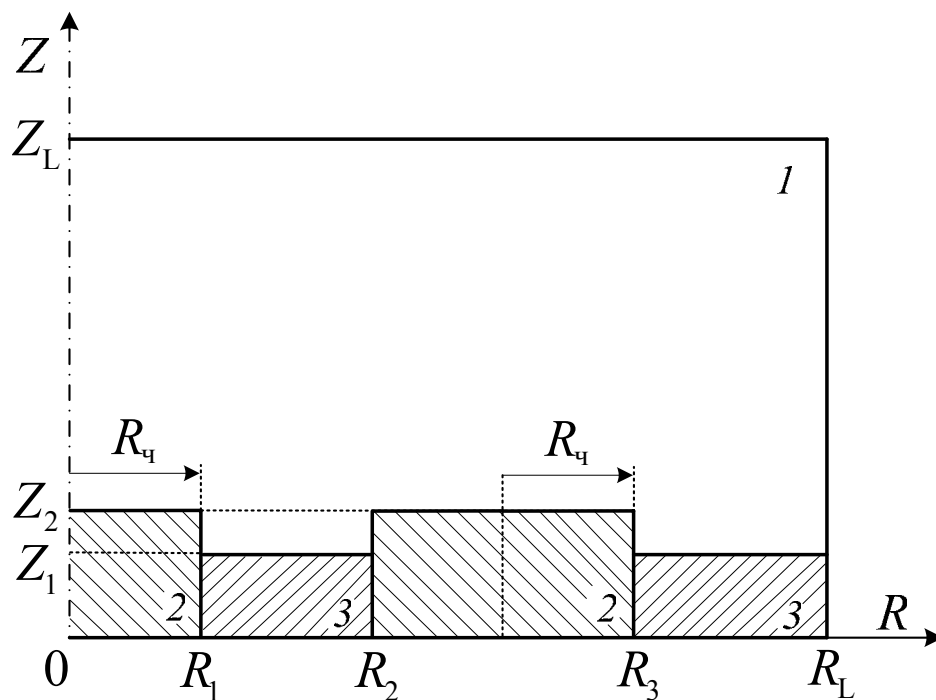
ограниченной энергоемкости. Предполагалось [185, 186], что две разогретые частицы выпадают на поверхность пленки жидкости и погружаются в нее (рис. 4.3.1, а). При этом высота частиц $Z_ч=Z_2$ принималась больше толщины пленки жидкости $Z_ж=Z_1$. Схема исследуемого процесса зажигания аналогична предыдущей задаче. За счет тепла частиц пленка жидкого вещества нагревается. Происходит испарение. Между боковыми поверхностями частиц и жидкостью формируется паровой зазор (рис. 4.3.1, б). Разогретые пары горючего вступают в химическую реакцию с окислителем в воздухе, которая ускоряется при достижении критических температур и сопровождается появлением пламени (происходит воспламенение жидкости в газовой фазе).

Моделирование выполнено на примере двух стальных частиц в форме дисков с характерными размерами $R_ч$, $Z_ч$. В качестве исследуемого жидкого конденсированного вещества рассматривался керосин. Задача тепломассопереноса решена в цилиндрической системе координат в осесимметричной постановке с размерами области решения R_L , Z_L , в несколько раз превышающими $R_ч$ и $Z_ч$ соответственно.

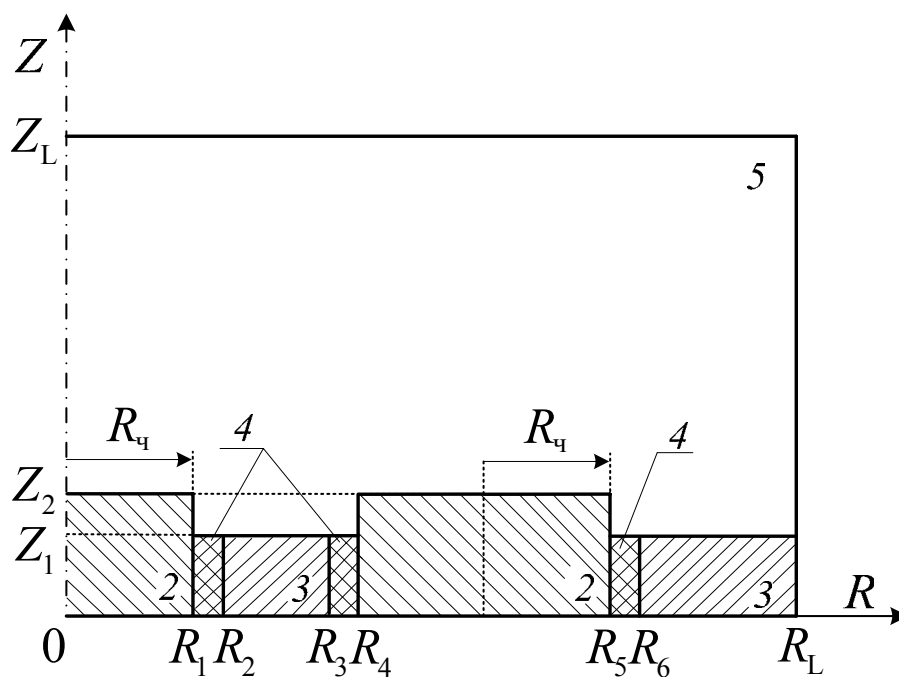
Математическая постановка задачи тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества в рассматриваемой системе (рис. 4.3.1) с учетом двух источников нагрева в безразмерных переменных записывалась аналогично системе уравнений (2.2.1) – (2.2.8) с краевыми условиями (2.1.32) – (2.1.51).

Принимались следующие значения параметров [117, 143–148]: начальная температура пленки жидкого топлива и воздуха $\Theta_0=0,3$; начальная температура частиц $\Theta_ч=1$; температура плавления стальных частиц $\Theta_к=1,5$; тепловой эффект кристаллизации стальных частиц $Q_к=205$ кДж/кг; тепловой эффект испарения керосина $Q_и=26,1$ кДж/кг; тепловой эффект реакции окисления паров керосина в воздухе $Q_о=45$ МДж/кг; энергия активации $E=190$ кДж/моль; предэкспонент $k_0=7 \cdot 10^7$ с⁻¹; размеры частиц $R_ч=0,1$, $Z_ч=0,075$; толщина пленки керосина $Z_ж=0,05$; размеры области решения $R_L=0,5$, $Z_L=1$. Теплофизические характеристики керосина, его паров,

стальных частиц, воздуха и паров воды в зависимости от температуры выбирались согласно [117, 146, 147].



a



б

Рис. 4.3.1. Схема области решения задачи в начальный момент времени (*a*) и при $0 < \tau < \tau_3$ (*б*): 1 – воздух, 2 – металлические частицы, 3 – пленка жидкого конденсированного вещества, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь

Для исследования масштабов «совместного» влияния нескольких источников ограниченной энергоемкости на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания в системе «две разогретые стальные частицы – пленка керосина – воздух» выбиралась средняя начальная температура источников нагрева $\Theta_ч=1$. При постоянных размерах частиц $R_ч=0,1$, $Z_ч=0,075$ варьировалось значение $L=(R_4-R_1)/(2R_ч)$, характеризующее расстояние между источниками нагрева (рис. 4.3.1, б).

На рисунке 4.3.2 приведена зависимость времени задержки зажигания τ_3 от величины L . Видно, что в системе «две разогретые стальные частицы – пленка керосина – воздух» в зависимости от величины L могут реализовываться три режима зажигания (1 – при $L < L^*$, 2 – при $L = L^*$, 3 – при $L > L^*$). Для каждого режима характерны определенные диапазоны изменения времен задержки зажигания τ_3 и положение зоны локализации ведущей химической реакции окисления в газовой области относительно поверхностей источников нагрева и испаряющегося топлива. Символом L^* обозначено значение параметра L , при котором достигается минимальное время задержки зажигания.

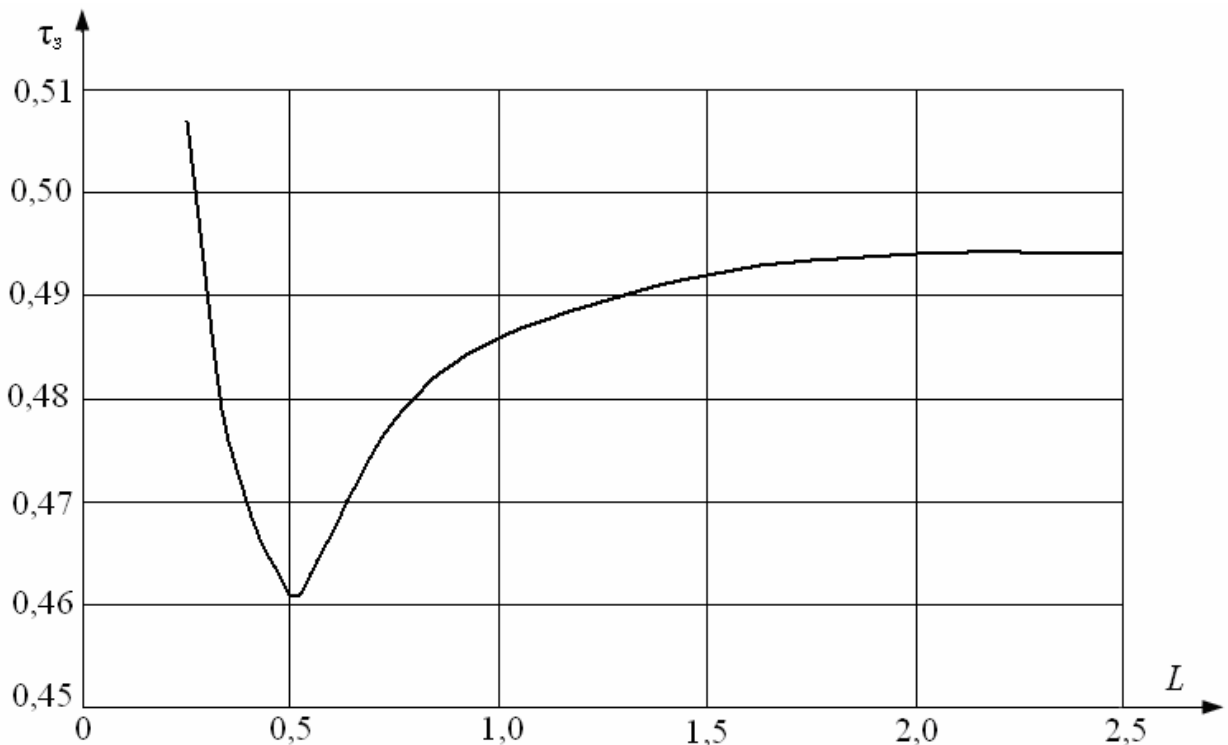


Рисунок 4.3.2. Зависимость времени задержки зажигания от величины L

Установлено, что при $\Theta_{\text{ч}}=1$ характерная величина L^* составляет 0,5. При повышении начальной температуры частиц относительно $\Theta_{\text{ч}}=1$ величина L^* увеличивается. Это обусловлено тем, что с повышением $\Theta_{\text{ч}}$ возрастает теплосодержание источников и усиливается влияние соседних частиц на процессы нагрева пленки жидкого топлива и парогазовой смеси. При понижении начальной температуры источников нагрева относительно $\Theta_{\text{ч}}=1$ величина L^* уменьшается и влияние L на τ_3 усиливается (рис. 4.3.2).

На рисунках 4.3.3 – 4.3.5 показаны изотермы в системе «две разогретые стальные частицы – пленка керосина – воздух» в моменты воспламенения при различных значениях L . Установлена возможность реализации трех режимов зажигания.

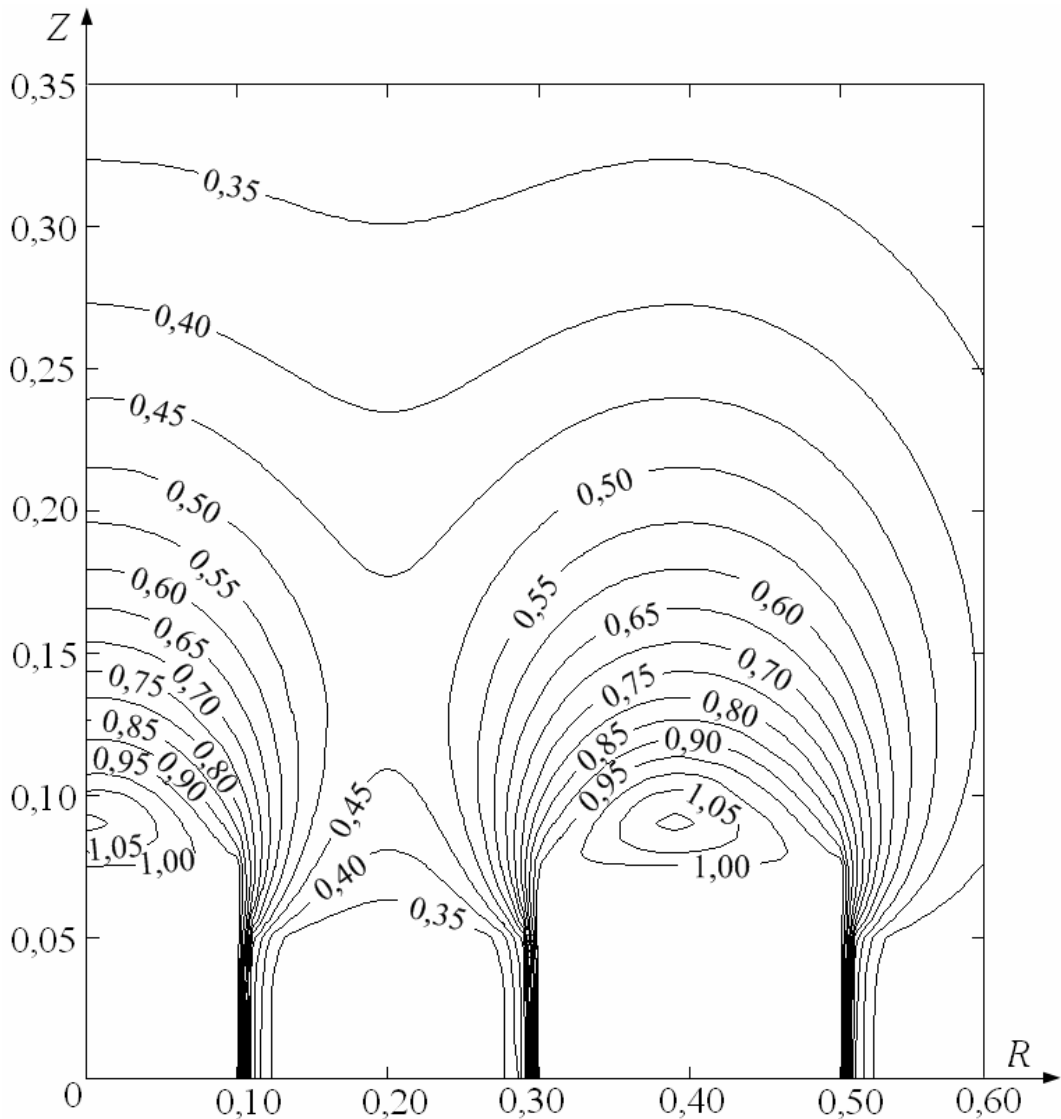


Рисунок 4.3.3. Изотермы (Θ) в момент воспламенения ($\tau_3=0,486$) при $L=1$

Изотермы (рис. 4.3.3 – 4.3.5) показывают, что независимо от величины L формируются две локальные зоны воспламенения (два очага зажигания). При этом каждая из них располагается в малой окрестности «своего» источника нагрева. Так, например, при $L > L^*$ над частицами образуются области с максимальными градиентами температур. Аналогичное расположение зоны воспламенения относительно источника нагрева при зажигании жидкости одиночной частицей было показано в п. 3.1 – 3.4.

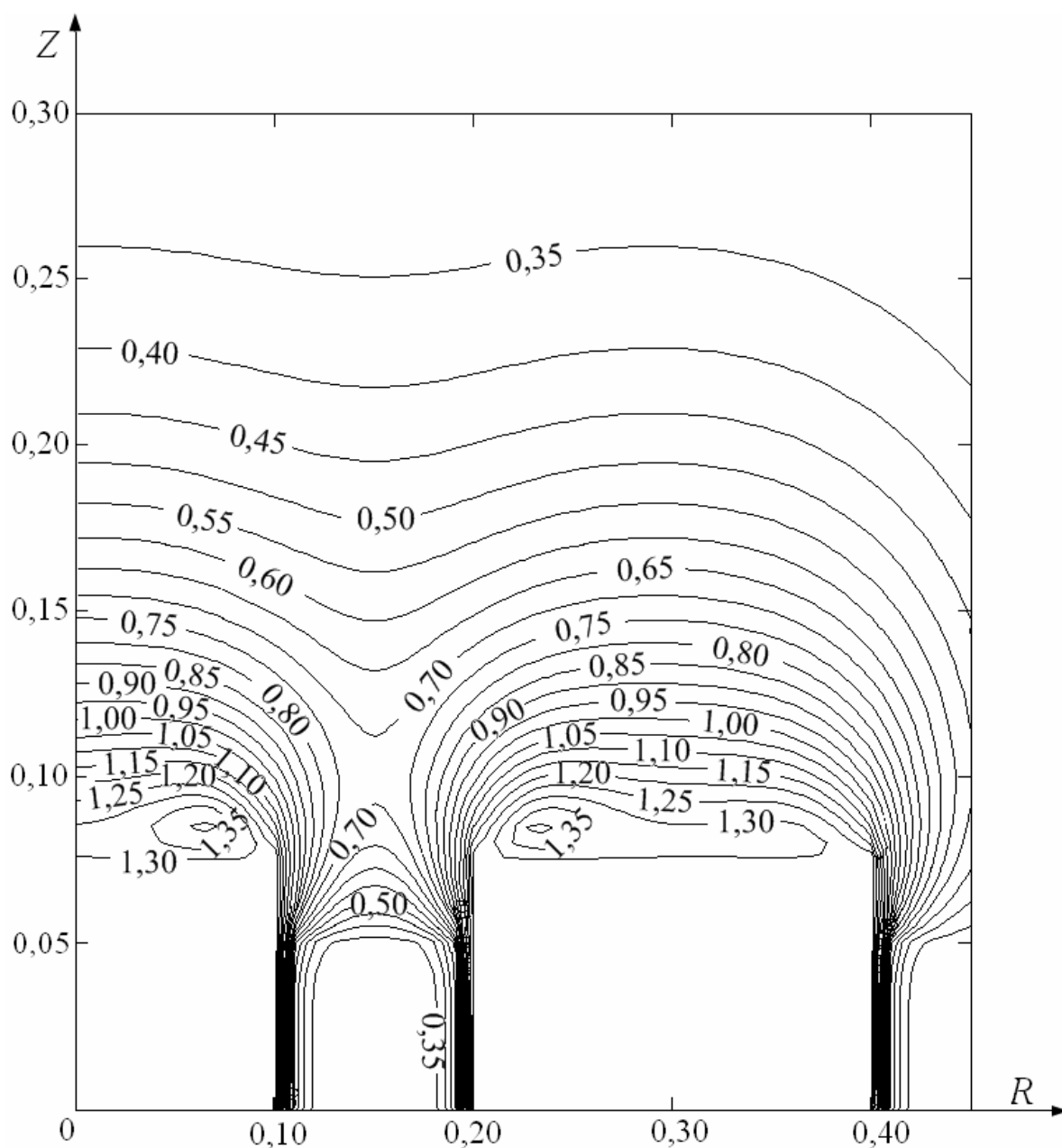


Рисунок 4.3.4. Изотермы (Θ) в момент воспламенения ($\tau_3=0,461$) при $L=0,5$

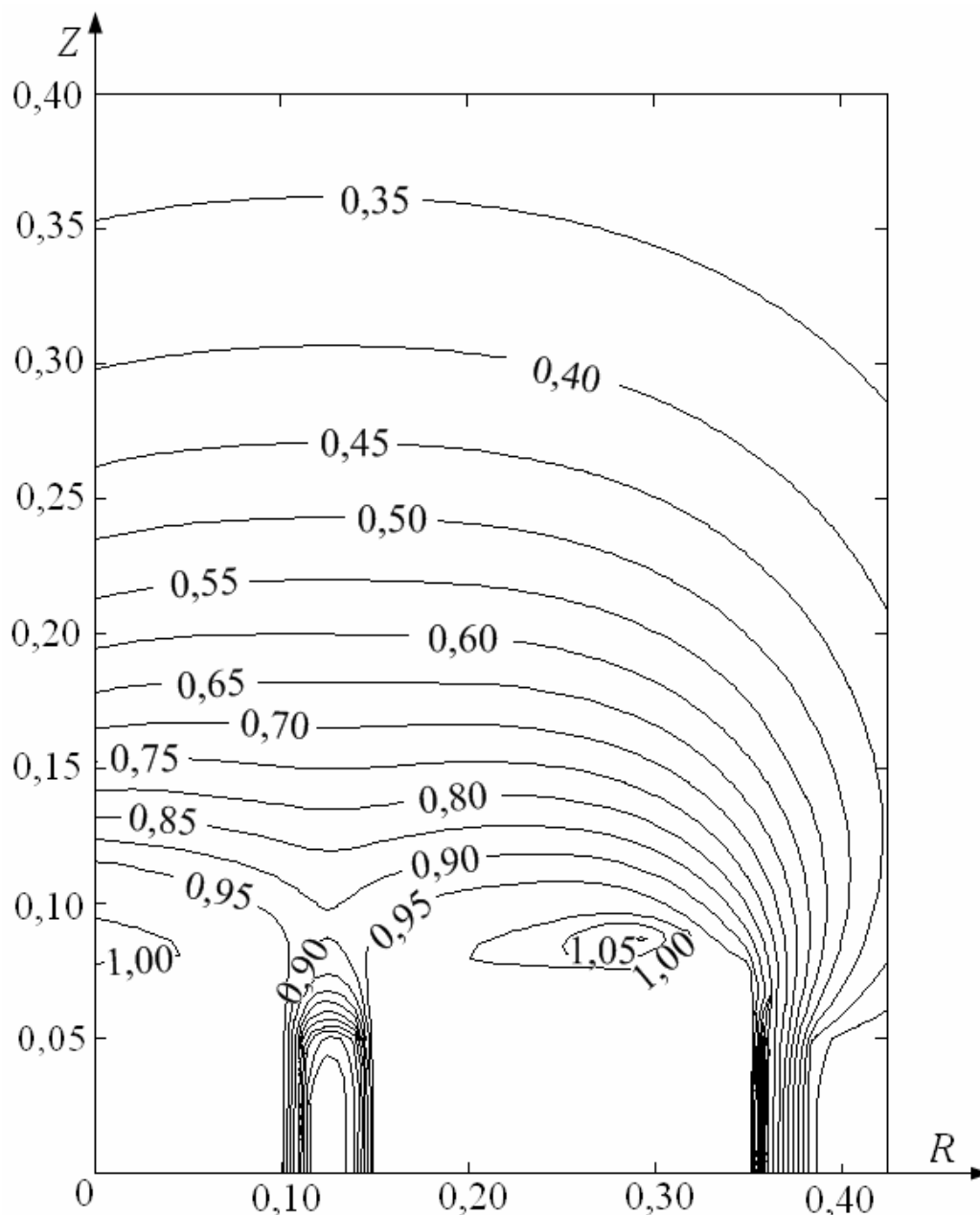


Рисунок 4.3.5. Изотермы (Θ) в момент воспламенения ($\tau_3=0,507$) при $L=0,25$

Следует отметить незначительное увеличение времени задержки зажигания с повышением L относительно $L=L^*$ (рис. 4.3.2). Например, значения τ_3 при $L=1,5$ и $L=2,5$ отличаются менее чем на 0,5 %. При наличии в рассматриваемой системе одиночной частицы в форме диска с размерами $R_q=0,1$, $Z_q=0,075$ и начальной температурой $\Theta_q=1$ время задержки зажигания составляет $\tau_3=0,496$. Таким образом, отклонения значений τ_3 для одиночной и двух частиц при $L>2$ составляют менее 1 %. При этом времена задержки зажигания в системах с одиночной и двумя частицами при $L=L^*$ отличаются

менее, чем на 8 %. Этот результат позволяет сделать вывод о том, что анализ закономерностей тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого топлива несколькими частицами можно выполнять в рамках модели «одионочная разогретья частица – пленка жидкого топлива – воздух» (п. 4.1).

При $L=L^*$ зоны воспламенения, формирующиеся вблизи верхних граней разогретьх частиц, расположены ближе друг к другу (рис. 4.3.4) по сравнению с рисунком 4.3.3. Это вызвано усилением «совместного» влияния соседних частиц на процессы нагрева и испарения пленки топлива, а также прогрева парогазовой смеси. Вследствие этого при $L=L^*$ время задержки зажигания τ_3 минимально (рис. 4.3.2).

При уменьшении величины L относительно $L=L^*$ зоны воспламенения удаляются от области формирования парогазовой смеси между частицами (рис. 4.3.5) и времена задержки зажигания возрастают (рис. 4.3.2). Неочевидное увеличение τ_3 объясняется тем, что уменьшается площадь поверхности пленки испаряющегося жидкого топлива между частицами. Вследствие достаточно высокой температуры частиц $\Theta_ч$ и малого расстояния между ними L увеличивается скорость испарения топлива. Однако, из-за малой площади поверхности испарения жидкости между частицами в этой области формируется меньше паров горючего по сравнению с режимом при $L=L^*$. Как следствие, уменьшается массовая скорость отвода паров горючего в парогазовую смесь. Поэтому зажигание не происходит в газовой области между частицами, как можно было предположить.

Сравнение условий тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества одной и двумя частицами показало, что для получения минимальных значений τ_3 в специализированных установках возможно использование группы источников нагрева, расположенных относительно друг друга на некотором установленном расстоянии L^* . В результате точного выбора оптимального значения этого параметра можно достичь минимальной инерционности процесса зажигания.

По итогам выполненных теоретических исследований можно сделать вывод о том, что для численного исследования закономерностей тепломассопереноса при зажигании жидких горючих веществ, в частности, углеводородных топлив, несколькими разогретыми до высоких температур частицами при расстоянии между ними больше некоторого критического (L^*) можно использовать модель одиночной частицы. При этом в каждом конкретном случае параметр L^* будет принимать различные значения.

При решении выше описанных задач (п. 4.1 – 4.3) не анализировались масштабы влияния параметров внешней среды на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания пленок жидких горючих веществ одиночной разогретыми до высоких температур частицей. Для оценки масштабов влияния вынужденной конвекции окислителя на условия тепломассопереноса при зажигании пленки жидкости решена задача, результаты которой приведены в п. 4.4.

4.4 Тепломассоперенос в условиях смешанной конвекции в парогазовой смеси при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества

Процесс зажигания пленки жидкого вещества одиночной частицей в условиях вынужденной конвекции окислителя исследовался на примере системы, схема которой приведена на рисунке 2.2.1 [187–190]. Предполагалось, что в начальный момент времени металлическая частица погружена в пленку жидкости. При этом толщина пленки $Z_{ж}$ принималась меньше высоты частицы $Z_{ч}$. В этих условиях обеспечивался контакт источника нагрева как с воспламеняемой жидкостью, так и с формирующейся смесью паров горючего и воздуха. Начальная скорость воздуха в газовой области над поверхностью пленки в направлении координаты R принималась $U_0(R,Z,0) \neq 0$. Скорость движения воздуха перпендикулярно поверхности пленки жидкости считалась равной нулю ($V_0(R,Z,0) = 0$).

Анализ выполнен на примере пленки керосина. В качестве источника нагрева выбрана стальная частица в форме диска с характерными размерами $R_{\text{ч}}$, $Z_{\text{ч}}$ и начальной температурой $\Theta_{\text{ч}}$. Задача решена в цилиндрической системе координат в осесимметричной постановке (рис. 2.2.1).

Система уравнений, соответствующая физической постановке задачи, в безразмерных переменных включала уравнения (2.2.1) – (2.2.8). Начальные и граничные условия аналогичны модели, представленной в п. 2.2, за исключением $U_0(R, Z, 0) \neq 0$.

Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались: z_L – характерный размер области решения по координате z ($z_L = 0,02$ м); u_m – масштаб скорости ($u_m = 1$ м/с); t_m – масштаб времени ($t_m = 1$ с); T_m – масштаб температуры ($T_m = 1000$ К).

Анализ процессов тепломассопереноса выполнен при следующих значениях параметров [117, 143–148]: начальные температуры керосина $\Theta_0 = 0,3$, стальной частицы $\Theta_{\text{ч}} = 1,5$, воздуха $\Theta_{\text{а}} = 0,308$; начальная массовая концентрация паров воды в воздухе $C_{\text{в0}} = 0$; тепловой эффект окисления паров керосина в воздухе $Q_0 = 43,8$ МДж/кг; тепловой эффект испарения керосина $Q_{\text{и}} = 26,1$ кДж/кг; энергия активации реакции окисления для системы «пары керосина – воздух» $E = 190$ кДж/моль; предэкспоненциальный множитель для определения массовой скорости окисления паров горючего $k_0 = 7 \cdot 10^7$ с⁻¹; температура кристаллизации материала стальной частицы $\Theta_{\text{к}} = 1,5$; тепловой эффект кристаллизации $Q_{\text{к}} = 205$ кДж/кг; размеры частицы $R_{\text{ч}} = Z_{\text{ч}} = 0,1$; толщина пленки керосина $Z_{\text{ж}} = 0,05$; размеры области решения $R_L = 0,5$, $Z_L = 1$. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ в зависимости от температуры принимались согласно [117, 146, 147].

При численном исследовании комплекса взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих при зажигании горючих жидкостей одиночными металлическими и неметаллическими частицами, выявлены масштабы влияния большой группы значимых факторов на условия и характеристики зажигания. В частности, определена роль диффузионно-

конвективного тепломассопереноса в газовой фазе в малой окрестности источника нагрева и испаряющейся жидкости (п. 3.1, 3.2). Установлено, что конвекция паров горючего в среде окислителя существенно замедляет процессы прогрева смеси и формирования в ней достаточного для воспламенения уровня концентрации горючего по сравнению с диффузионным тепломассопереносом. При этом учитывался конвективный перенос, обусловленный неравномерным полем температур в газовой фазе вблизи зоны контакта источника нагрева и жидкого вещества, а также испарением горючей жидкости (п. 3.2).

Процесс зажигания усложняется в условиях вынужденной конвекции окислителя (например, при наличии градиента скорости воздуха в малой окрестности зоны контакта источника нагрева и воспламеняемой жидкости).

Для анализа этого фактора в системе «разогретая стальная частица – пленка керосина – воздух» варьировалась начальная скорость воздуха $U_0(R,Z,0)$. В качестве исследуемой характеристики выбран типичный параметр – время задержки зажигания τ_3 .

Результаты исследования масштабов влияния скорости $U_0(R,Z,0)$ на τ_3 показаны на рисунке 4.4.1. Показано, что при $U_0(R,Z,0) < 0,2$ влияние этого параметра на инерционность зажигания незначительно (отклонения τ_3 для $U_0(R,Z,0)=0$ и $U_0(R,Z,0)=0,2$ составляют менее 5 %). Однако, при повышении скорости воздуха до 0,9 отклонения времен задержки зажигания увеличивается по сравнению с режимом отсутствия вынужденной конвекции окислителя до 80 %. При $U_0(R,Z,0) > 0,9$ условия воспламенения не реализуются (рис. 4.4.1). В этом случае частица медленно остывает за счет теплообмена с жидкостью и движущимися компонентами парогазовой смеси, которые, в свою очередь, не успевают разогреться до температуры, достаточной для воспламенения, из-за высокой скорости их перемещения. При удалении подогретых парогазовых потоков от источника нагрева общая площадь зоны прогретой парогазовой смеси увеличивается. Однако, в этой смеси не успевают формироваться области с температурой, достаточной для

ускорения химической реакции окисления паров горючего и последующего воспламенения. Очевидно, что в рассматриваемой системе такие области могут образовываться лишь в малой окрестности источника нагрева и границы испарения топлива.

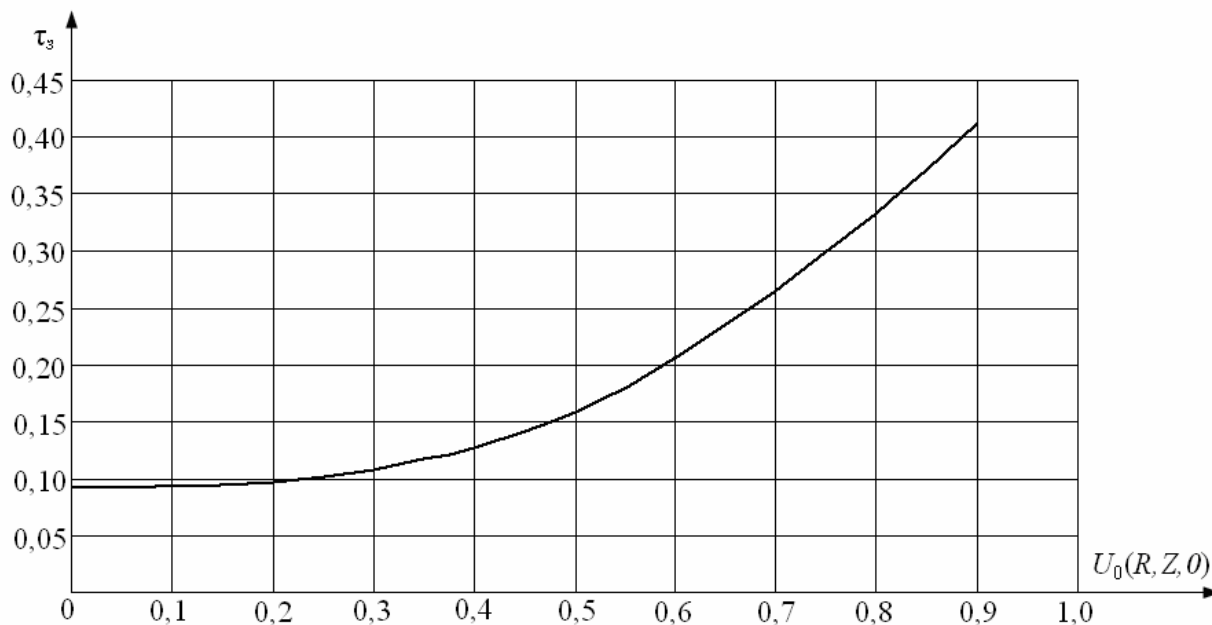


Рисунок 4.4.1. Зависимость времени задержки зажигания τ_z от $U_0(R, Z, 0)$ при $\Theta_q=1,5, R_q=Z_q=0,1$

Установлена зависимость предельных скоростей воздуха $U_n(R, Z, 0)$, при которых условия воспламенения реализуются, от начальной температуры частицы Θ_q (рис. 4.4.2).

Рисунок 4.4.2 показывает, что значение предельной скорости $U_n(R, Z, 0)$ с изменением Θ_q в диапазоне от 1 до 2 увеличивается от 0,62 до 1,73. Можно сделать вывод о том, что при высоких температурах частиц ($\Theta_q > 2$) вероятность воспламенения высока даже при $U_0 > 1,5$. В таких случаях «замедляющее» влияние вынужденной конвекции окислителя компенсируется высоким энергетическим запасом частицы и, как следствие, «ускоряющим» влиянием конвективного переноса паров горючего. В тоже время при относительно низких температурах ($\Theta_q < 1$) вероятность реализации

условий воспламенения мала (парогазовая смесь не разогревается до температуры, достаточной для ее зажигания).

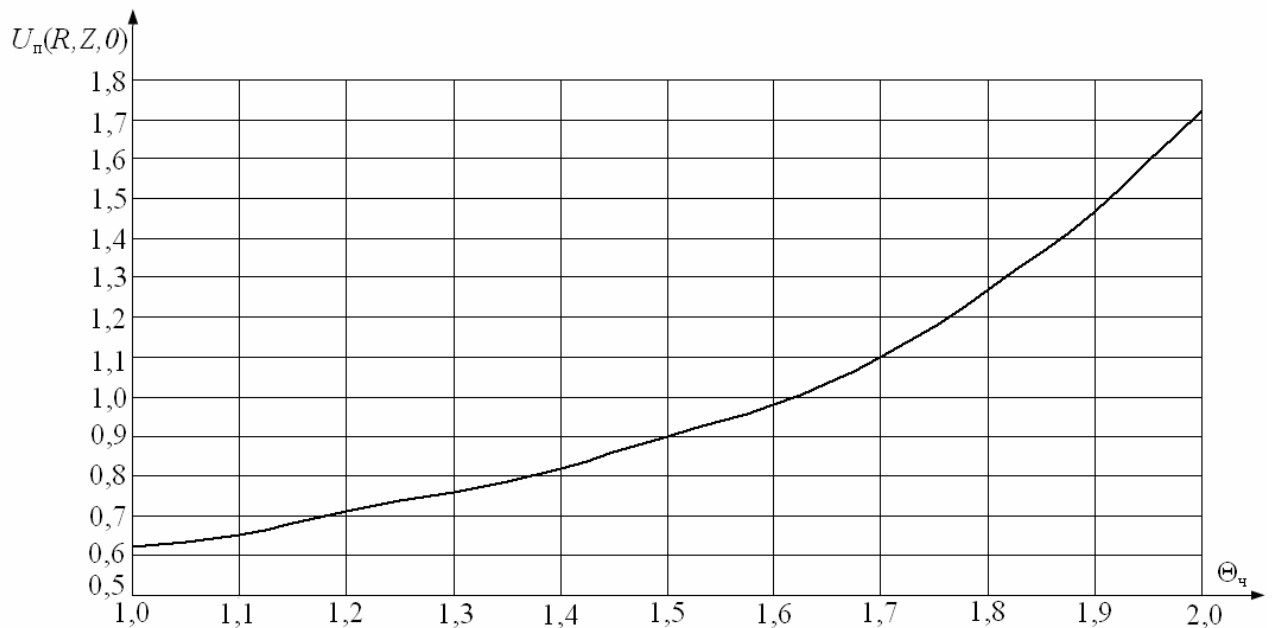


Рисунок 4.4.2. Зависимость предельной скорости от начальной температуры источника энергии при $R_q=Z_q=0,1$

На рисунке 4.4.3 приведена зависимость времени задержки зажигания τ_3 от $U_0(R, Z, 0)$ и Θ_q в виде поверхности, разделяющей области изменения этих параметров, при которых реализуются условия воспламенения (ниже поверхности) и не реализуются (выше ее). Вид поверхности обусловлен нелинейной зависимостью τ_3 как от скорости $U_0(R, Z, 0)$, так и от начальной температуры Θ_q . В тоже время следует отметить, что увеличение τ_3 с повышением $U_0(R, Z, 0)$ более масштабно, чем при увеличении Θ_q .

Вид полученной нелинейной поверхности (рис. 4.4.3) позволяет сделать вывод о сложном «совместном» влиянии смешанной конвекции окислителя и паров горючего, а также теплосодержания источника нагрева на характеристики зажигания. При увеличении скорости движения воздушных масс и уменьшении температуры частицы конвективный перенос паров горючего замедляется. Вследствие этого инерционность зажигания возрастает. При уменьшении же скорости движения воздушных масс и

увеличении температуры частицы конвективный перенос паров горючего ускоряется. Это приводит к уменьшению времен задержки зажигания. В достаточно широком диапазоне изменения скоростей воздуха и температур частиц вынужденная конвекция окислителя и конвективный перенос паров горючего оказывают противоположное влияние на характеристики зажигания.

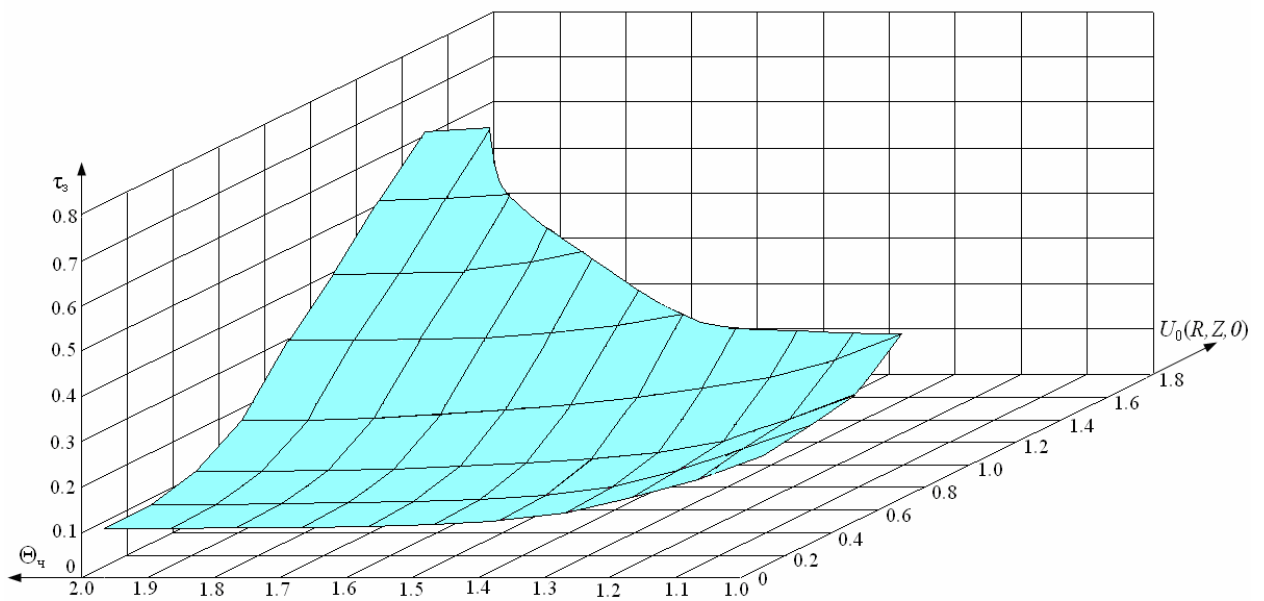


Рисунок 4.4.3. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры источника энергии и скорости воздушных масс при $R_ч=Z_ч=0,1$

Выявленные зависимости времени задержки зажигания пленки жидкого топлива от начальной температуры источника энергии при различных скоростях воздушных масс (рис. 4.4.3) позволяют определить группу аппроксимационных выражений $\tau_3=\tau(\Theta_ч)$ для диапазона $1<\Theta_ч<2$:

$$\text{при } U_0(R,Z,0)=0 \quad \tau_3 = 0,329 - 0,139\Theta_ч, \quad (4.4.1)$$

$$\text{при } U_0(R,Z,0)=0,2 \quad \tau_3 = 2,159 - 3,484\Theta_ч + 1,953\Theta_ч^2 - 0,365\Theta_ч^3, \quad (4.4.2)$$

$$\text{при } U_0(R,Z,0)=0,4 \quad \tau_3 = 2,098 - 3,386\Theta_ч + 1,936\Theta_ч^2 - 0,371\Theta_ч^3, \quad (4.4.3)$$

$$\text{при } U_0(R,Z,0)=0,6 \quad \tau_3 = 1,675 - 2,316\Theta_ч + 1,218\Theta_ч^2 - 0,218\Theta_ч^3, \quad (4.4.4)$$

$$\text{при } U_0(R,Z,0)=0,8 \quad \tau_3 = 2,724 - 3,737\Theta_ч + 1,928\Theta_ч^2 - 0,333\Theta_ч^3, \quad (4.4.5)$$

$$\text{при } U_0(R,Z,0)=1 \quad \tau_3 = 4,496 - 5,771\Theta_{\text{ч}} + 2,693\Theta_{\text{ч}}^2 - 0,417\Theta_{\text{ч}}^3, \quad (4.4.6)$$

$$\text{при } U_0(R,Z,0)=1,2 \quad \tau_3 = 1,709 - 1,2\Theta_{\text{ч}} + 0,3\Theta_{\text{ч}}^2. \quad (4.4.7)$$

Вычисленные предельные значения $U_{\text{п}}(R,Z,0)$, при которых условия воспламенения еще реализуются (рис. 4.4.2), позволяют выделить предельное значение числа Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{2u_{\text{п}}(r,z,0)z_{\text{ч}}\rho_5}{\mu_5}. \quad (4.4.8)$$

Установлено, что для частиц с начальной температурой, близкой к максимально возможной ($\Theta_{\text{ч}}=2$), и $R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}=0,1$ воспламенение жидкого горючего вещества происходит только при $\text{Re} < 1,3 \cdot 10^3$. В условиях относительно невысоких температур частиц ($\Theta_{\text{ч}}=1,3$) предельное значение числа Рейнольдса составляет $8 \cdot 10^2$. Этот результат еще раз иллюстрирует нелинейность исследуемого процесса зажигания и специфику «совместного» влияния нескольких факторов на его характеристики.

При численном исследовании условий тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ одиночными частицами показана возможность реализации трех режимов зажигания (п. 3.4). Первый режим характеризовался положением зоны воспламенения вблизи границы испарения жидкости, второй – в газовой области над источником тепла, третий – в паровом зазоре между источником нагрева и жидким веществом. При реализации первого режима времена задержки зажигания были минимальными. Второму режиму соответствовали максимальные времена задержки и, как следствие, максимальная инерционность.

Анализ процессов тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого вещества в условиях смешанной конвекции показал, что в зависимости от энергетического запаса частицы зона воспламенения может располагаться либо вблизи боковых граней источника нагрева (первый режим), либо в области парового зазора между частицей и жидкостью (третий режим). Реализация второго режима невозможна.

При $U_0(R,Z,0) \neq 0$ компоненты парогазовой смеси после разогрева за счет тепла частицы удаляются от нее. Вблизи боковых граней разогретой частицы возникают завихрения паровых потоков. В этих зонах увеличивается как концентрация паров горючего, так и температура парогазовой смеси. Так, например, при $\Theta_q=1,5$ и $U_0(R,Z,0)=0,1$ зона воспламенения располагается в малой окрестности боковой грани частицы (рис. 4.4.4). При увеличении начальной температуры источника нагрева до $\Theta_q=2$ зона воспламенения перемещается в область парового зазора между частицей и жидкостью. Аналогичные закономерности были установлены в системах «разогретая частица – жидкое топливо – воздух» и при $U_0(R,Z,0)=0$.

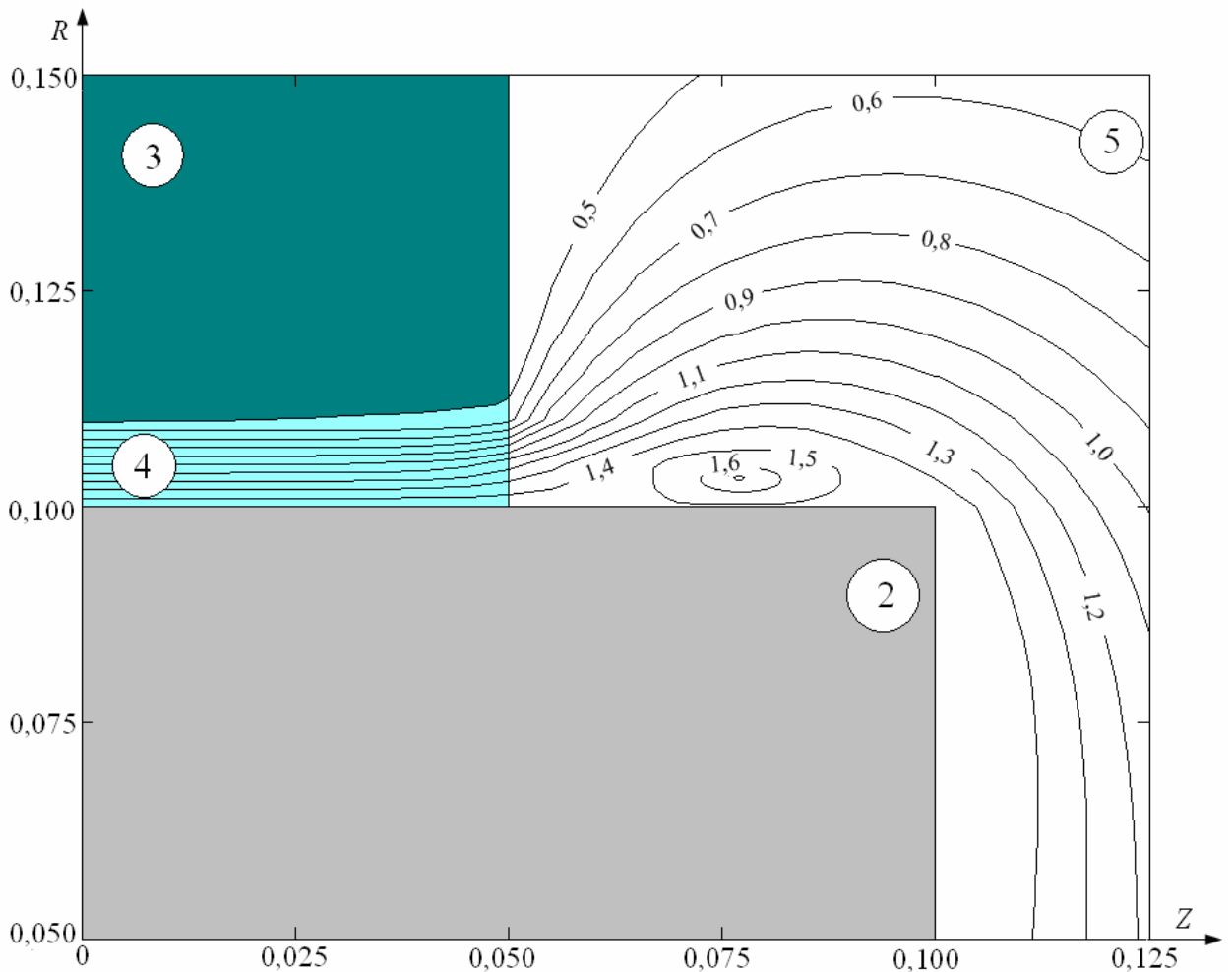


Рисунок 4.4.4. Изотермы (Θ) системы «стальная частица – пленка керосина – воздух» в момент воспламенения ($\tau_3=0,093$) при $\Theta_q=1,5$, $R_q=Z_q=0,1$, $U_0(R,Z,0)=0,1$ (2 – частица, 3 – пленка жидкости, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь)

Установленные особенности позволяют сделать вывод о том, что смешанная конвекция паров горючего и окислителя оказывает сложное «совместное» влияние на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания пленки жидкого конденсированного вещества разогретой частицей малых размеров. Движение холодного окислителя существенно усложняет процесс зажигания жидкости. Только при умеренных скоростях ($Re < 1 \cdot 10^3$) движения окислителя и высоких ($\Theta_q > 1,5$) температурах источника нагрева условия воспламенения реализуются стабильно.

На первый взгляд, такие факторы, как формирование конвективных потоков в жидком веществе и его выгорание не играют заметной роли при зажигании жидкостей в различных условиях. Однако, численных оценок масштабов влияния этих факторов на условия тепломассопереноса нет. Для решения этой проблемы выполнены теоретические исследования. Результаты приведены в п. 4.5.

4.5 Тепломассоперенос в условиях естественной конвекции в пленке жидкого конденсированного вещества и ее выгорания при локальном нагреве

Постановка задачи [191–193] аналогична предыдущей и дополнительно учитывает конвективный теплоперенос в жидкости, а также выгорание вещества при $0 < \tau < \tau_3$. Считалось, что приповерхностный слой жидкого вещества прогревается при подводе энергии от погружающейся разогретой частицы и интенсифицируются процессы конвективного теплопереноса в жидкости.

Математическая модель включала уравнения неразрывности, движения, энергии, баланса, диффузии для парогазовой смеси и уравнение теплопроводности для частицы (2.2.1) – (2.2.7). Для жидкого вещества записывались уравнения неразрывности, движения и энергии, аналогичные (2.2.1) – (2.2.3). Начальные и граничные условия выставлялись аналогично

предыдущей задаче в цилиндрической системе координат за исключением условий на всех гранях пленки жидкого вещества (добавились краевые условия для уравнений неразрывности и движения).

Для учета выгорания вещества толщина пленки жидкости уменьшалась на каждом шаге временной сетки на величину:

$$drz = Z_L \left(1 - \exp \left[-\frac{R_t T_q^2 C \Delta \tau}{EQ_0} \right] \right).$$

При этом уравнение диффузии паров горючего в отличие от (2.2.4) имеет вид:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial R} + V \frac{\partial C_r}{\partial Z} = \frac{1}{Sc_4} \sqrt{\frac{Pr_4}{Ra_4}} \left[\frac{\partial^2 C_r}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_r}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Z^2} \right] - Sr_2 Sr_{15},$$

где Sr_{15} – безразмерный параметр ($Sr_{15} = \frac{CR_t T_q^2}{EQ_0}$).

Введение параметра Sr_{15} в уравнение диффузии и вычисление drz позволило учесть расхождение паров жидкого горючего вещества вследствие их химического реагирования с окислителем и выгорания непосредственно жидкости [123].

В качестве жидкого конденсированного вещества рассматривался керосин. Источник ограниченной энергоемкости представлял одиночную нагретую до высоких температур стальную частицу в форме цилиндрического диска.

На рисунке 4.5.1 приведена зависимость времени задержки зажигания керосина от начальной температуры стальной частицы с учетом конвекции в жидкости (кривая 1) и без учета (кривая 2). Видно, что наличие конвективного теплопереноса в жидком веществе приводит к некоторому увеличению значений τ_3 вследствие интенсификации процесса теплопереноса в жидкости и дополнительного отвода энергии от поверхности испарения.

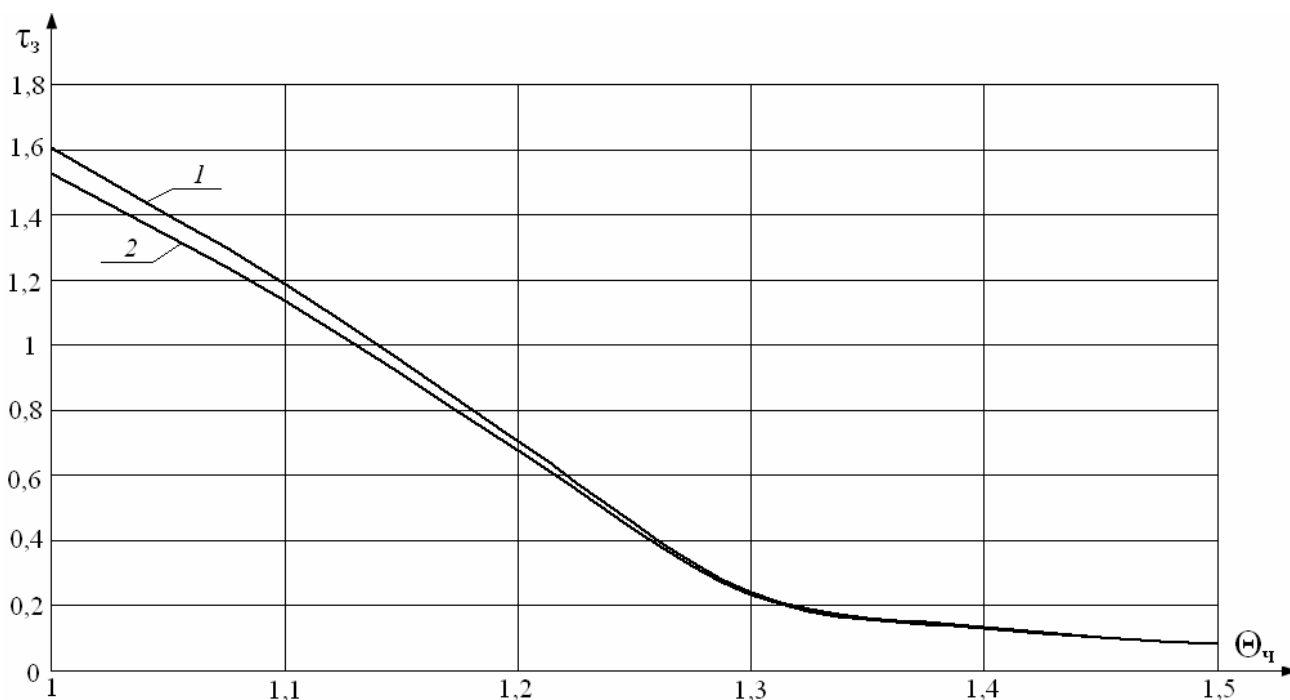


Рисунок 4.5.1. Зависимость времени задержки зажигания керосина τ_z от начальной температуры стальной частицы $\Theta_{\text{ч}}$: 1 – для модели с естественной конвекцией в жидкости, 2 – без учета естественной конвекции в жидком веществе

Установлено, что максимальные отклонения времен задержки зажигания τ_z для кривых 1, 2 (рис. 4.5.1) достигаются при относительно небольших начальных температурах частиц ($\Theta_{\text{ч}}=1$) и составляют до 6 %. При повышении $\Theta_{\text{ч}}$ влияние естественной конвекции в жидкости на характеристики зажигания, в частности, на времена задержки τ_z , уменьшается. Этот неочевидный, на первый взгляд, результат обусловлен тем, что при повышении температуры источника интенсифицируются процессы прогрева жидкости, ее испарения и последующего окисления паров в газовой фазе. В таких условиях времена протекания процесса зажигания минимальны. При этом характерное время конвекции в жидком керосине в несколько раз превышает характерное время задержки зажигания паров этого топлива. Влияние естественной конвекции в жидкости на характеристики зажигания несущественно (при $\Theta_{\text{ч}}>1,3$ отклонения значений τ_z кривых 1, 2 менее 1 %). При уменьшении же температуры источника энергии возрастают

характерные времена некоторых стадий зажигания (прогрева приповерхностного слоя жидкости и парогазовой смеси). Как следствие, роль группы процессов, в частности, конвективного теплопереноса в жидкости, усиливается.

Сопоставление результатов исследований, изложенных в п. 4.4 и п. 4.5 позволяет сделать вывод о том, что роль конвективного теплопереноса в газовой фазе более масштабна по сравнению с аналогичными процессами в жидкости. Смешанная конвекция паров жидкого вещества и окислителя существенно влияет на характеристики и режимы зажигания топлив. При этом определяющее значение имеет вынужденная конвекция окислителя, от интенсивности которой зависит возможность реализации условий воспламенения.

В соответствии с основными положениями современной теории зажигания конденсированных веществ [92] роль фактора выгорания вещества в зоне реакции в процессе зажигания можно оценить по величине критерия Sr_{15} . Считается, что при $Sr_{15} \ll 1$ выгорание незначительно влияет на характеристики зажигания. Это заключение сделано для систем «массивный источник нагрева – твердое конденсированное вещество» [92].

Для систем «локальный источник нагрева – конденсированное вещество» установлено [90], что в зависимости от температуры источника ограниченной энергоемкости (одиночной горячей металлической частицы малых размеров) параметр Sr_{15} может изменяться в диапазоне от 0 до 0,07 при остальных адекватных условиях процесса. При этом характеристики зажигания (в частности, времена задержки зажигания) меняются не более, чем на 10 %. Следует отметить, что по данным [90] на режимы и механизм зажигания твердых конденсированных веществ фактор выгорания не оказывает существенного влияния.

Для системы «одиночная разогретая металлическая частица – жидкое топливо – окислитель» параметр Sr_{15} при варьировании безразмерной

температуры источника энергии в диапазоне от 1 до 1,7 изменяется от 0,0029 до 0,0085 (табл. 4.5.1).

Таблица 4.5.1. Зависимость параметра Sr_{15} от начальной температуры одиночной стальной частицы

$\Theta_{\text{ч}}$	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7
Sr_{15}	0,0029	0,0035	0,0042	0,0049	0,0057	0,0066	0,0075	0,0085

При этом роль выгорания вещества несколько возрастает. Однако, время задержки зажигания τ_3 с ростом $\Theta_{\text{ч}}$ уменьшается (рис. 4.5.2). Происходит неочевидное, на первый взгляд, уменьшение масштабов влияния фактора выгорания жидкости на времена задержки зажигания с ростом Sr_{15} .

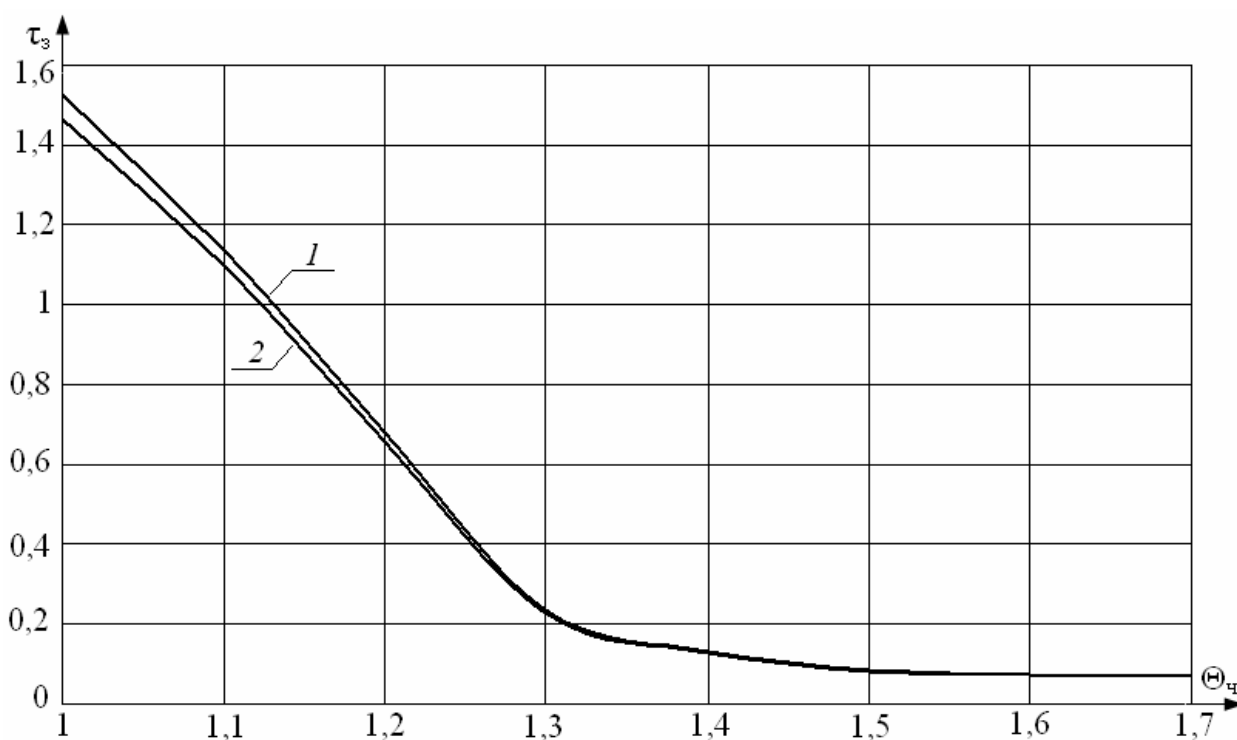


Рисунок 4.5.2. Зависимость времени задержки зажигания керосина τ_3 от начальной температуры стальной частицы $\Theta_{\text{ч}}$: 1 — для модели без выгорания жидкости, 2 — с учетом выгорания жидкого вещества

Установленную особенность можно объяснить нелинейной зависимостью скорости химического реагирования W_0 от температуры. С ростом начальной температуры источника энергии $\Theta_{\text{ч}}$ процессы нагрева, испарения жидкости, прогрева парогазовой смеси, химического реагирования паров горючего с окислителем ускоряются. Времена задержки зажигания τ_3 при этом значительно уменьшаются. Соответственно, процесс зажигания проходит за относительно небольшой интервал времени и жидкость не успевает существенно «выгореть» (испариться). Толщина выгоревшего слоя пленки жидкости, как показал численный анализ, не превышает 0,3 мм при самом длительном временном интервале задержки зажигания ($\tau_3=1,465$). При увеличении $\Theta_{\text{ч}}$ (и сокращении τ_3) уменьшаются глубина погружения источника нагрева в жидкость, размеры парового зазора и толщина выгоревшего слоя. Так, например, при $\Theta_{\text{ч}}=1,7$ за время $\tau_3=0,071$ глубина погружения частицы в жидкость не превышает 0,1 мм. Размеры парового зазора между разогретой частицей и жидкостью при этом остаются менее 0,04 мм. Толщина выгоревшего слоя не достигает 0,01 мм.

Некоторое отличие результатов моделирования с учетом выгорания и без учета также можно объяснить исходя из положений современной теории зажигания конденсированных веществ [92]. Согласно [92] при $\gamma_t = \text{Sr}_{15}\tau_3 \ll 1$ масштабы влияния выгорания твердых веществ на характеристики зажигания минимальны. При варьировании $\Theta_{\text{ч}}$ от 1 до 1,7 в условиях зажигания жидкости параметр γ_t меняется в диапазоне от 0,0042 до 0,0006. Поэтому роль выгорания с ростом $\Theta_{\text{ч}}$ существенно уменьшается.

Анализ рисунка 4.5.2 и результатов [90] позволяет сделать вывод о том, что роль выгорания воспламеняемого вещества в различных системах неодинакова. Очевидно, масштабы влияния этого фактора зависят от теплофизических (теплоемкость C) и термохимических (энергия активации химической реакции окисления E и тепловой эффект горения Q_0) характеристик веществ и энергетического запаса источника нагрева. Чем меньше энергия активации E и тепловой эффект горения Q_0 , а также больше

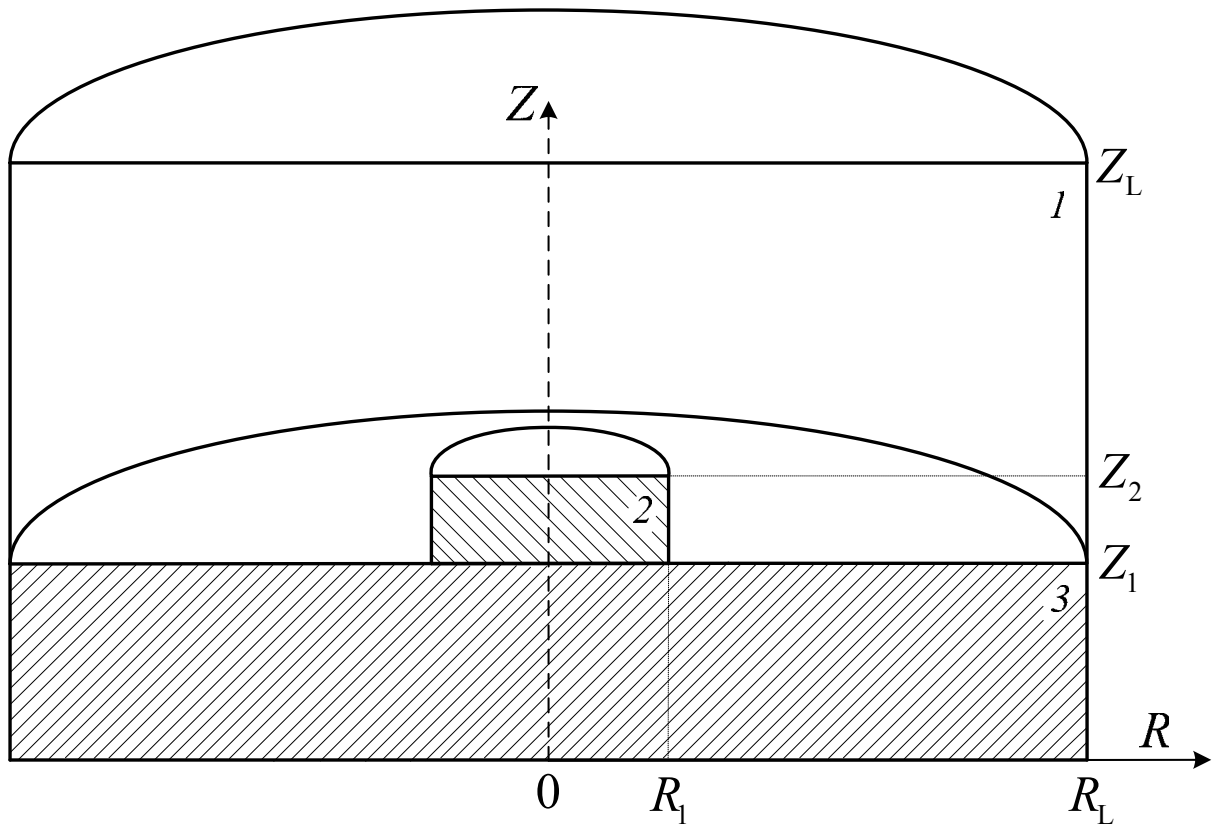
теплоемкость вещества C , тем заметнее выгорание влияет на характеристики зажигания. Этим можно объяснить несколько более значимое влияние фактора выгорания вещества на времена задержки зажигания в системе «локальный источник нагрева – твердое конденсированное вещество» [90] по сравнению с системой «локальный источник нагрева – жидкое конденсированное вещество».

На первый взгляд, к числу таких малозначимых процессов, как естественная конвекция в жидкости и выгорание вещества, при реализации условий зажигания в системах «локальный источник энергии – жидкое конденсированное вещество – окислитель» относится и теплоотвод от источника – разогретой частицы за счет излучения («свечения»). Масштабы влияния этого фактора на условия тепломассопереноса не установлены. В п. 4.6 приведены результаты решения задачи тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества разогретой частицей с учетом теплоотвода от нее в жидкость и парогазовую смесь за счет теплопроводности и излучения.

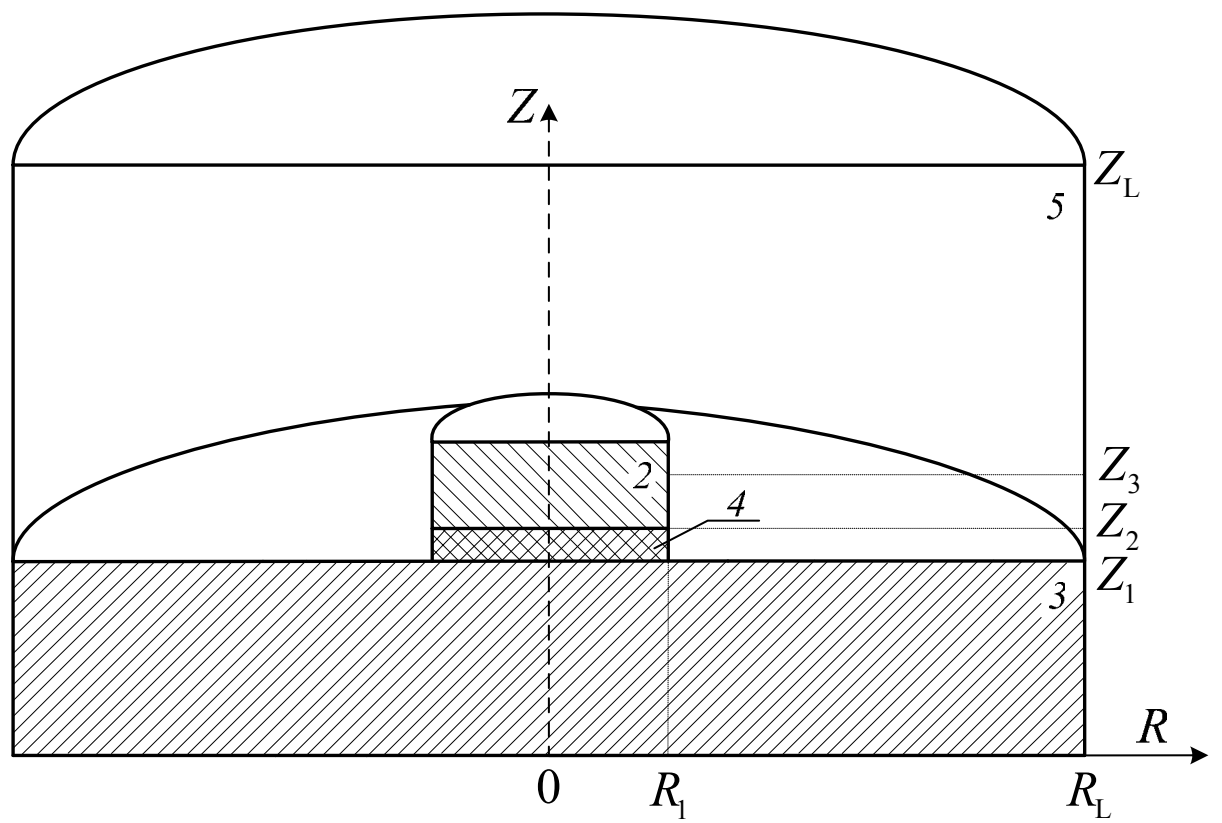
4.6 Анализ масштабов влияния радиационного теплообмена на условия тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества

На примере разогретой металлической частицы в форме цилиндрического диска (рис. 4.6.1) решена задача тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества с учетом радиационного теплоотвода энергии от источника нагрева [194–196].

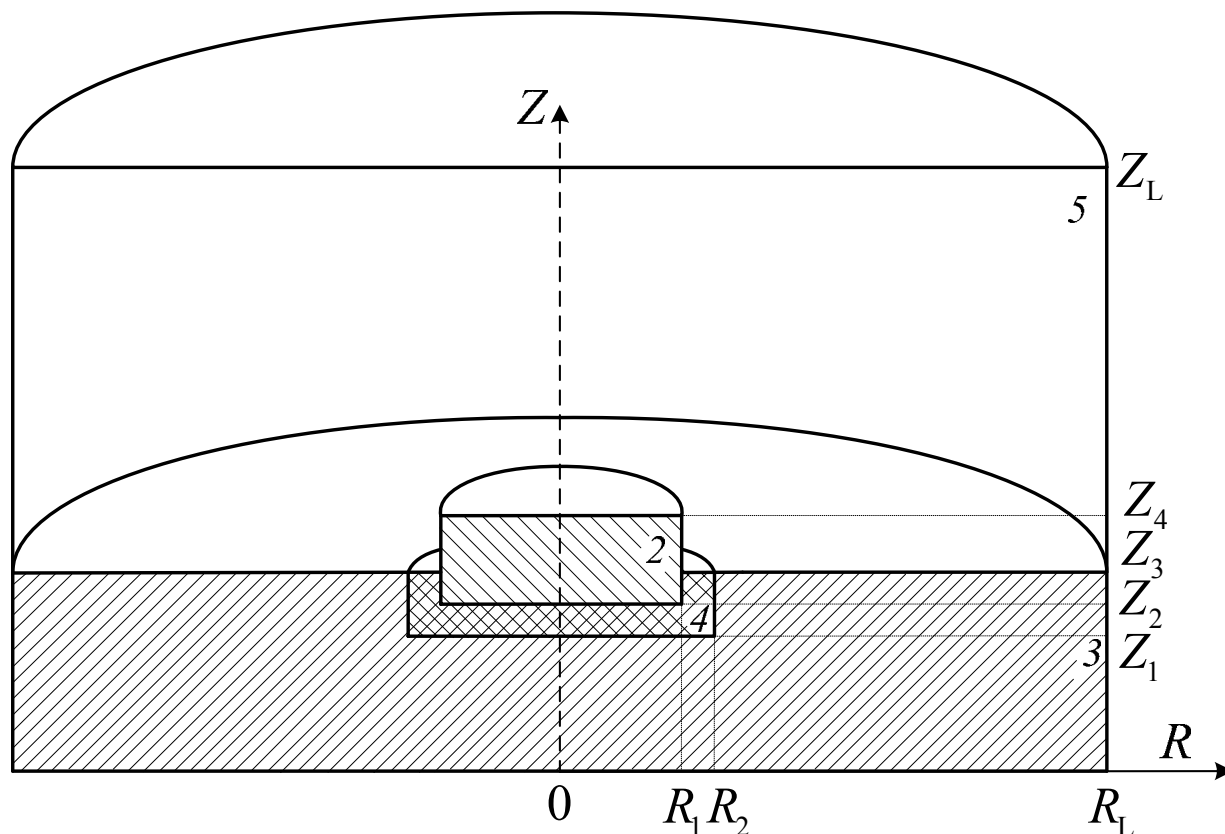
Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались: z_L – характерный размер области решения ($z_L=0,02$ м); V_M – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкости, м/с; t_M – масштаб времени ($t_M=1$ с); T_M – масштаб температуры ($T_M=1000$ К).



a



b



в

Рисунок 4.6.1. Схема области решения задачи в начальный момент времени (а), при $0 < \tau < \tau_3$ и наличии парового зазора между частицей и топливом (б), при $0 < \tau < \tau_3$ и частичном погружении источника нагрева в жидкость (в): 1 – воздух, 2 – частица, 3 – пленка жидкого конденсированного вещества, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь

Начальные и граничные условия выставлялись аналогично предыдущей задаче в цилиндрической системе координат за исключением условий на всех гранях источника нагрева. Для учета теплоотвода от разогретой частицы за счет радиационного теплообмена использовались следующие граничные условия:

$$Z=Z_4, 0 < R < R_1: \lambda_5 \frac{\partial \Theta_5}{\partial Z} + Q_{\text{ч}} \frac{z_L}{\Delta T} = \lambda_2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z}; \quad (4.6.1)$$

$$R=R_1, Z_3 < Z < Z_4: \lambda_5 \frac{\partial \Theta_5}{\partial R} + Q_{\text{ч}} \frac{z_L}{\Delta T} = \lambda_2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial R}; \quad (4.6.2)$$

$$Z=Z_2, 0 < R < R_1: \lambda_4 \frac{\partial \Theta_4}{\partial Z} + Q_{\text{ч}} \frac{z_L}{\Delta T} = \lambda_2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z}; \quad (4.6.3)$$

$$R=R_1, Z_2 < Z < Z_3: \lambda_4 \frac{\partial \Theta_4}{\partial R} + Q_{\text{ч}} \frac{z_L}{\Delta T} = \lambda_2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial R}. \quad (4.6.4)$$

Здесь $Q_{\text{ч}}$ – тепловой поток, отводимый от источника нагрева за счет лучистого теплообмена ($Q_{\text{ч}} = \sigma \varepsilon T^4$), Вт/м²; σ – постоянная Стефана-Больцмана ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴)); ε – степень черноты; T – температура источника нагрева, К.

В таблице 4.6.1 приведены зависимости времени задержки зажигания от начальной температуры $\Theta_{\text{ч}}$ для условий реализации радиационного теплообмена (τ_3) и его отсутствия (τ_3^*).

Таблица 4.6.1. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – дизельное топливо – воздух» в зависимости от начальной температуры источника энергии при $R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}=0,1$

$\Theta_{\text{ч}}$	2	1,8	1,6	1,4	1,2	1,1
τ_3	0,0421	0,0595	0,082	0,143	0,708	нет зажигания
τ_3^*	0,0423	0,0611	0,087	0,154	0,826	нет зажигания
$\Delta, \%$	0,472	2,618	4,597	7,143	14,286	–

Δ – отклонение ($\Delta = \frac{\tau_3^* - \tau_3}{\tau_3^*} \cdot 100$), %;

* – без учета радиационного теплообмена

Следует отметить, что зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры источника нагрева (табл. 4.6.1) нелинейна как в случае учета лучистого теплообмена (τ_3), так и без него (τ_3^*). При этом зависимости Δ от $\Theta_{\text{ч}}$ также свойственна нелинейность.

С повышением температуры источника нагрева времена задержки зажигания τ_3 и τ_3^* и отклонения Δ уменьшаются. Так, например, при $\Theta_q=1,2$ отклонение времен задержки составляет 14,286 %. При $\Theta_q=2$ этот параметр составляет 0,472 %. При дальнейшем повышении Θ_q значения отклонений Δ изменяются незначительно (менее 0,1 %). Полученный результат является неочевидным, так как при повышении температуры источника нагрева роль радиационного теплообмена в общем процессе прогрева жидкого топлива и парогазовой смеси возрастает. Однако, вместе с тем при повышении температуры разогретой частицы времена задержки зажигания уменьшаются по экспоненте. Соответственно, при учете и без учета лучистого теплообмена значения τ_3 и τ_3^* с ростом Θ_q существенно снижаются (табл. 4.6.1). При этом отклонения Δ не возрастают, как можно было предположить, а также уменьшаются.

В результате анализа зависимости Δ от Θ_q (табл. 4.6.1) можно сделать вывод о наличии диапазонов изменения начальной температуры частицы, в которых отклонения Δ существенны и, наоборот, минимальны. Так, например, при высоких температурах ($\Theta_q > 2$) значения Δ составляют менее 1 %. При относительно низких температурах ($\Theta_q < 1.2$) значения Δ превышают 14 %. Этот результат можно объяснить тем, что при понижении Θ_q уменьшается энергетический запас частиц. Как следствие, уменьшается доля энергии, передаваемая от источника нагрева на разогрев жидкости и прогрев формирующейся парогазовой смеси. Это приводит к увеличению инерционности процесса зажигания. Роль радиационного теплообмена становится более заметной. Дополнительная энергия, отводимая от разогретой частицы за счет лучистого теплообмена, при различных температурах Θ_q приводит к ускорению процессов тепломассопереноса и химической реакции окисления. Однако, при высоких температурах в силу малой длительности протекания отдельных стадий зажигания и всего процесса в целом этот эффект мало заметен. При увеличении же инерционности комплекса взаимосвязанных физико-химических процессов,

протекающих при зажигании жидкостей, влияние этого фактора становится ощутимым. Этим объясняется неочевидное уменьшение Δ с ростом начальной температуры источника нагрева Θ_q (табл. 4.6.1).

В таблице 4.6.2 приведена зависимость времени задержки зажигания мазута стальной частицей в сравнении с экспериментальными данными [102].

Таблица 4.6.2. Времена задержки зажигания в системе «мазут – стальная частица – воздух» в зависимости от начальной температуры источника энергии при $R_q=Z_q=0,15$

Θ_q	1,473	1,433	1,393	1,353	1,313	1,273	1,243
τ_3	0,0176	0,0191	0,0417	0,0655	0,1134	0,2117	нет зажигания
τ_3^*	0,0171	0,0182	0,0395	0,0618	0,1061	0,1966	нет зажигания
$\Delta, \%$	2,8	4,7	5,1	5,6	6,4	7,1	–

Δ – отклонение ($\Delta = \frac{\tau_3^* - \tau_3}{\tau_3^*} \cdot 100$), %;

* – результаты экспериментальных исследований [102]

Данные таблицы 4.6.2 показывают, что отклонения теоретически полученных значений τ_3 от экспериментальных τ_3^* [102] не превышают 8 %. Этот результат позволяет сделать вывод об адекватности разработанной модели тепломассопереноса. В тоже время следует отметить, что значения Δ с понижением начальной температуры частицы возрастают. Установленную зависимость Δ от Θ_q можно объяснить увеличением инерционности стадий исследуемого процесса, при котором особенности механизмов зажигания жидкостей проявляются заметно. К тому же, при уменьшении теплосодержания частицы более масштабным становится влияние на характеристики зажигания внешних факторов (например, температура и влажность воздуха). При высоких температурах частиц ($\Theta_q > 1,5$) времена

задержки зажигания существенно меньше, чем аналогичные параметры при $\Theta_{\text{ч}} < 1,3$, поэтому роль внешних факторов незначительна.

При численном анализе получены аппроксимационные выражения, связывающие безразмерные времена задержки зажигания с безразмерной температурой частицы при варьируемых характерных размерах $R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}$:

$$\text{при } R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}=0,15 \quad \tau_3 = 93,851 - 194,671\Theta_{\text{ч}} + 134,771\Theta_{\text{ч}}^2 - 31,134\Theta_{\text{ч}}^3, \quad (4.6.5)$$

$$\text{при } R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}=0,2 \quad \tau_3 = 52,906 - 111,321\Theta_{\text{ч}} + 78,155\Theta_{\text{ч}}^2 - 18,302\Theta_{\text{ч}}^3, \quad (4.6.6)$$

$$\text{при } R_{\text{ч}}=Z_{\text{ч}}=0,25 \quad \tau_3 = -10,288 + 23,762\Theta_{\text{ч}} - 18,078\Theta_{\text{ч}}^2 + 4,543\Theta_{\text{ч}}^3. \quad (4.6.7)$$

Выражения (4.6.5) – (4.6.7) позволяют с достаточно хорошей точностью (отклонения не превышают $5 \div 8$ %) описать как теоретические зависимости τ_3 от $\Theta_{\text{ч}}$, так и данные экспериментов [102]. При этом следует подчеркнуть, что использование выражений (4.6.5) – (4.6.7) возможно только при $1,273 < \Theta_{\text{ч}} < 1,473$.

При анализе масштабов влияния теплосодержания нагретых до высоких температур частиц на характеристики исследуемого процесса установлено, что в зависимости от $\Theta_{\text{ч}}$ могут реализовываться три режима зажигания (п. 3.1 – 3.7). Этим режимам характерны определенные диапазоны изменения τ_3 и расположение зоны локализации ведущей химической реакции окисления относительно источника нагрева. При $0,9 < \Theta_{\text{ч}} < 1,2$ зона воспламенения располагается над частично погруженным в жидкость локальным источником энергии. При относительно низких температурах большая часть тепла источника расходуется на нагрев и испарение жидкости. За счет фазового перехода вблизи нижней грани частицы ее температура существенно уменьшается. Поэтому пары горючего не разогреваются в этой области до температуры, достаточной для воспламенения. При их движении вдоль боковых граней частицы они подогреваются. При объединении над частицей потоков разогретых паров увеличивается температура парогазовой смеси. Именно в этой области и происходит зажигание. При $1,2 < \Theta_{\text{ч}} < 1,6$ зона воспламенения смещается к боковым граням частиц в связи с увеличением

доли энергии, расходуемой на разогрев парогазовой смеси. Тепла источника достаточно для разогрева до критической температуры паров горючего еще вблизи боковой грани. При $\Theta_q > 1,6$ зажигание происходит в паровом зазоре вблизи боковой грани разогретой частицы. В этом случае теплосодержание источника настолько велико, что воспламенение смеси происходит вблизи границы контакта образующихся паров горючего и окислителя.

При учете радиационного теплообмена диапазоны изменения температур разогретых частиц, характерные для трех установленных выше режимов зажигания (п. 3.1), несколько изменяются. Особенно, следует отметить первый режим. Смещаются как верхняя, так и нижняя границы диапазона изменения Θ_q . С учетом радиационного теплообмена зажигание происходит вблизи боковой грани частицы (реализуется второй режим зажигания) уже при $\Theta_q > 1,1$. Это обусловлено дополнительным подводом энергии за счет лучистого теплообмена. Этим же объясняется смещение нижней границы диапазона до $\Theta_q = 0,85$. Таким образом, первому режиму соответствует диапазон $0,85 < \Theta_q < 1,1$. При дальнейшем росте начальной температуры Θ_q влияние радиационного теплообмена на характеристики зажигания усиливается. Однако, вместе с тем возрастают и скорости химических реакций. «Совместное» влияние этих факторов приводит к значительному уменьшению времен задержки зажигания. В таких условиях трудно выделить масштабы влияния энергии, отводимой от источника за счет радиационного теплообмена, на условия воспламенения. Роль этого механизма менее заметна, чем в области относительно низких температур ($0,85 < \Theta_q < 1,1$). Поэтому верхняя граница диапазона Θ_q , характерная для второго режима, практически не смещается ($\Theta_q = 1,6$) по сравнению с условиями зажигания без радиационного теплообмена. Смещение составляет не более 15 К. Как следствие, практически не меняется и диапазон Θ_q , характерный для третьего режима.

Выводы по четвертой главе

1. Установлено, что форма локального источника энергии – нагретой до высокой температуры частицы (диск, полусфера, параллелепипед) при равных характерных размерах существенно влияет на значения времен задержки зажигания пленки жидкого горючего вещества.

Полученные результаты численных исследований хорошо соответствуют основным положениям общей теории теплопереноса [126]. Установлено, что времена задержки зажигания при равных характерных размерах частиц различной формы принимают минимальные значения для источника нагрева в форме параллелепипеда неограниченной длины. При этом в системах с частицами в форме полусферы времена задержки зажигания максимальны. Это обусловлено тем, что для источников нагрева с конфигурацией параллелепипеда свойственны наибольшие отношения площадей поверхности к занимаемому объёму по сравнению со сферическими и цилиндрическими телами и, как следствие, больший энергетический запас [126].

2. Форма, температура и размеры источника энергии существенно влияют на положение зоны локализации ведущей химической реакции окисления в газовой области вблизи частицы. Установлены оптимальные (с минимальными τ_3) и предельные (с максимальными τ_3) условия процессов тепломассопереноса, при которых происходит зажигание пленок жидкостей типичными источниками ограниченной энергоёмкости различной конфигурации. Получены аппроксимационные выражения, связывающие времена задержки зажигания тонких пленок жидкостей с размерами, температурой и конфигурацией локального источника нагрева.
3. Определены масштабы влияния отношения площади контакта частицы с жидкостью и с парогазовой смесью на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания. Установлено оптимальное значение этого отношения (например, для бензина при выбранных параметрах процесса

$S^*=0,5$), при котором условия воспламенения реализуются с минимальной задержкой. Показано, что при уменьшении и увеличении параметра S относительно S^* инерционность процессов тепломассопереноса возрастает. При увеличении S повышение τ_3 обусловлено большим теплоотводом энергии источника в жидкость и, как следствие, менее интенсивным нагревом формирующейся парогазовой смеси. При уменьшении S рост τ_3 обусловлен снижением скорости вдува паров горючего в газовую фазу.

4. Исследованы процессы тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества несколькими частицами на базе модели «две разогретые частицы – пленка жидкого топлива – окислитель». Установлена возможность реализации трех режимов зажигания в зависимости от масштабов «совместного» влияния нескольких разогретых частиц. Также определены условия ($L>2$), при которых это влияние несущественно и возможно применение относительно простых моделей тепломассопереноса для одиночной частицы.
5. Выполнен анализ влияния смешанной конвекции паров горючего и окислителя, а также естественной конвекции в жидкости на условия и характеристики зажигания пленки жидкого конденсированного вещества. Получены аппроксимационные выражения, связывающие времена задержки зажигания с температурой источника нагрева малых размеров при нескольких наиболее типичных значениях скоростей $U_{\text{п}}$. Результаты исследований показали, что при определенном теплосодержании ($\Theta_{\text{ч}}>1,7$) источников нагрева зажигание происходит даже при больших ($U_{\text{п}}>1,5$) скоростях движения окислителя. Для создания оптимальных условий, характеризующихся минимальными значениями τ_3 , можно рекомендовать использовать закрытые пространства для исключения влияния вынужденной конвекции окислителя на характеристики зажигания.

6. Сопоставлены масштабы влияния формирующихся при прогреве конвективных потоков в жидкости и парогазовой смеси на характеристики процессов тепломассопереноса. Показано, что конвективный тепломассоперенос в газовой фазе играет более значительную роль по сравнению с аналогичными процессами в жидкости. Формирование же конвективных потоков в жидкости при ее нагревании локальным источником нагрева несущественно влияет на условия зажигания.
7. Установлены неочевидные особенности влияния выгорания жидкого вещества и радиационного теплоотвода от источника ограниченной энергоемкости в зону реакции на характеристики процесса. При понижении температуры источника масштабы влияния этих факторов становятся более значимыми, так как существенно увеличиваются времена задержки зажигания.

ГЛАВА 5. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ СМЕСИ ПАРОВ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА С ВОЗДУХОМ НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ПРОВОЛОЧКАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ ЧАСТИЦАМИ И СФОКУСИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

5.1 Зажигание смеси воздуха с парами жидкого горючего вещества нагретой до высоких температур неподвижной провололкой

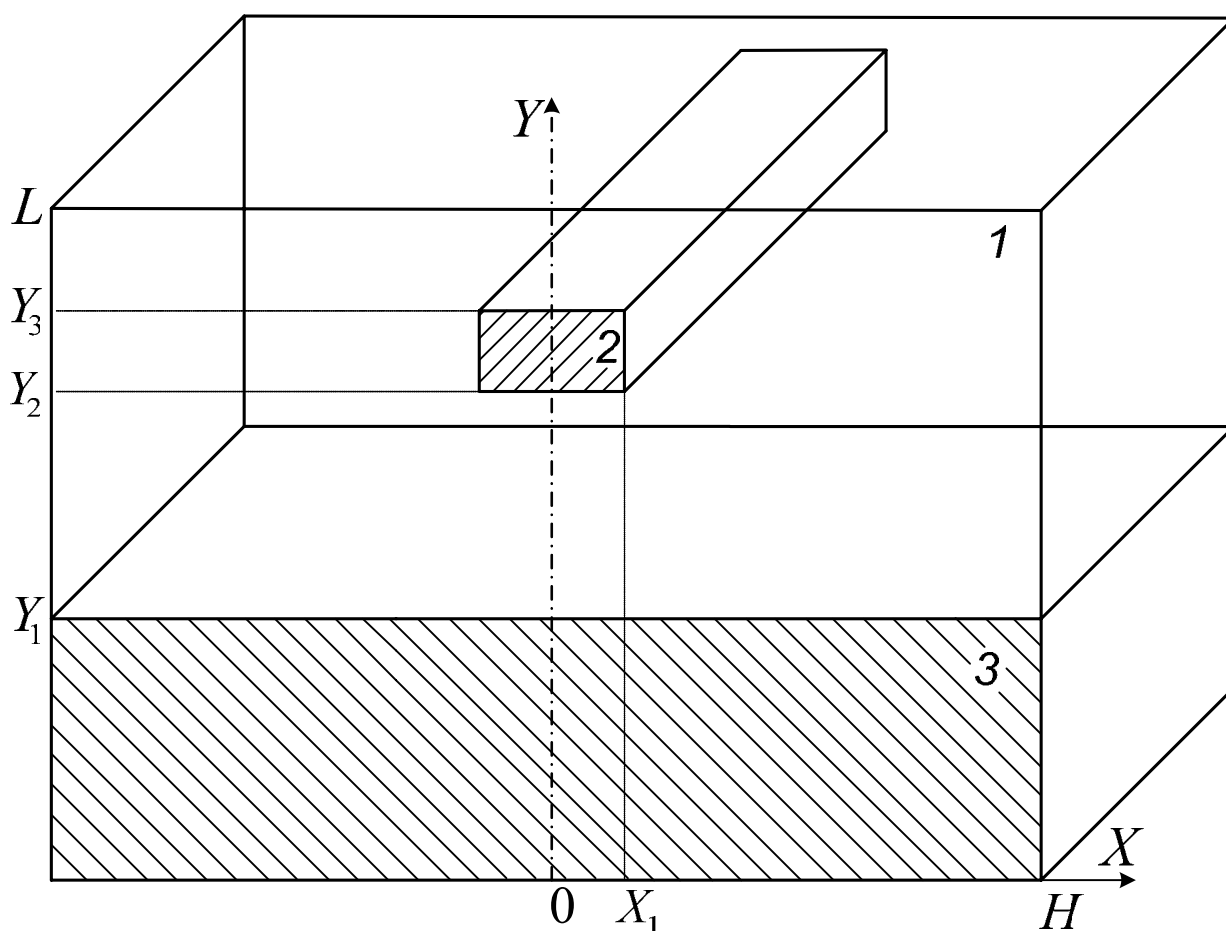
Результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов тепломассопереноса при зажигании жидкостей и парогазовых смесей при различных способах подвода энергии [197–208] показали, что возгорание может происходить при нахождении источника энергии на некотором расстоянии от поверхности воспламеняемого вещества (при отсутствии непосредственного контакта между жидким веществом и источником). Одной из основных целей исследований [197–208] было определение характеристик зажигания. Интерес представляет анализ таких характеристик в системе «проволочка – горючая жидкость – парогазовая смесь» (рис. 5.1.1).

В качестве жидкого горючего конденсированного вещества выбрано типичное жидкое топливо со стабильными свойствами – керосин [209]. Аналогичные задачи тепломассопереноса решены для неподвижных разогретых до высоких температур металлических частиц в форме параллелепипеда неограниченной длины [210–212].

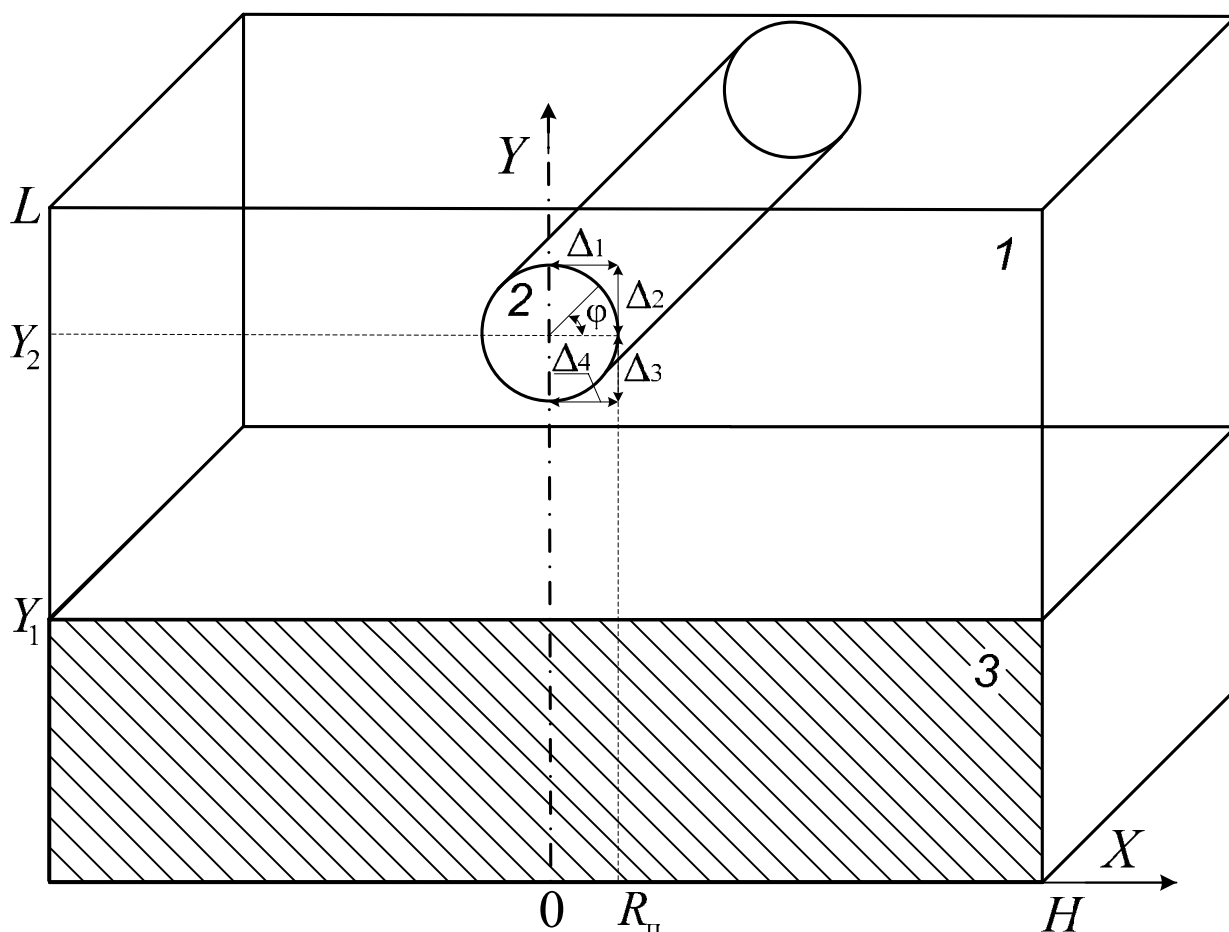
Рассматривались следующие процессы тепломассопереноса. При температуре окружающего воздуха 280÷310 К происходит испарение керосина, разлитого по поверхности твердого тела. За счет диффузии и конвекции пары горючего перемешиваются с воздухом, содержащим определенную долю паров воды. Вследствие этого над поверхностью жидкого топлива образуется смесь паров горючего, воды и воздуха. Через

некоторый интервал времени паровые массы достигают расположенной на определенном расстоянии ($l_{пж}$) от поверхности горючей жидкости проволоочки, нагретой до высокой (более 900 K) температуры. Исследования выполнялись для широко распространенных стальных проволоочек. За счет энергии проволоочки парогазовая смесь нагревается и при достижении достаточных для воспламенения значений температур и концентраций паров горючего в смеси происходит возгорание.

Рассматривалась проволоочка (рис. 5.1.1), один из размеров которой существенно превышает два остальных ($l_{п}=2\cdot 10^{-3}$ м; $h_{п}=1\cdot 10^{-3}$ м). В жидком топливе и воздухе выделялись области размерами $l=20\cdot 10^{-3}$ м, $h=10\cdot 10^{-3}$ м. При этом толщина пленки керосина принималась равной $l_{ж}=7\cdot 10^{-3}$ м. Задача решалась в безразмерных переменных и осесимметричной постановке (рис. 5.1.1).



a



б

Рисунок 5.1.1. Схема области решения задачи с проволокой прямоугольного (а) и круглого (б) сечения: 1 – парогазовая смесь, 2 – стальная проволока, 3 – жидкое конденсированное вещество

Моделирование выполнено при следующих допущениях, не накладывающих существенных ограничений на общность постановки задачи:

1. В результате испарения жидкого топлива образуется одно вещество с известными характеристиками.
2. Не учитываются возможные процессы выгорания жидкого топлива.

Принимались традиционные условия воспламенения [92]:

1. Тепло, выделяемое в результате химической реакции окисления паров горючего в воздухе, больше тепла, передаваемого от разогретой проволоки в парогазовую смесь.

2. Температура парогазовой смеси превышает начальную температуру источника нагрева.

Численное моделирование процессов тепломассопереноса в рассматриваемой системе (рис. 5.1.1, а) сводилось к решению системы нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных следующего вида ($0 < \tau < \tau_3$):

для парогазовой смеси ($0 < X < H$, $Y_1 < Y < Y_2$; $X_1 < X < H$, $Y_2 < Y < Y_3$; $0 < X < H$, $Y_3 < Y < L$):

уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega; \quad (5.1.1)$$

уравнение завихренности:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re_1} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right] + \frac{Gr_1}{Re_1^2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial X}; \quad (5.1.2)$$

уравнение энергии:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} = \frac{1}{Re_1 Pr_1} \left[\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Y^2} \right] + Sr_{16}; \quad (5.1.3)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial X} + V \frac{\partial C_r}{\partial Y} = \frac{1}{Re_4 Sc_4} \left[\frac{\partial^2 C_r}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} \right] - Sr_{17}; \quad (5.1.4)$$

уравнение диффузии паров воды в воздухе:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_b}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_b}{\partial X} + V \frac{\partial C_b}{\partial Y} = \frac{1}{Re_5 Sc_5} \left[\frac{\partial^2 C_b}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_b}{\partial Y^2} \right]; \quad (5.1.5)$$

уравнение баланса:

$$C_r + C_o + C_b = 1; \quad (5.1.6)$$

уравнение теплопроводности для проволоочки ($0 < X < X_1$, $Y_2 < Y < Y_3$):

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}; \quad (5.1.7)$$

уравнение теплопроводности для жидкости ($0 < X < H$, $0 < Y < Y_1$):

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (5.1.8)$$

Здесь Sr_{16} , Sr_{17} – безразмерные комплексы, характеризующие выделение энергии в результате окисления паров горючего ($Sr_{16} = \frac{Q_0 W_0 l}{\rho_1 C_1 \Delta T V_M}$,

$$Sr_{17} = \frac{W_0 l}{\rho_4 V_M}).$$

Следует отметить, что приведенная система уравнений (5.1.1) – (5.1.8) учитывает содержание в парогазовой смеси паров воды, как компонентов исходной смеси.

Для системы с провололкой круглого сечения (рис. 5.1.1, б) выполнялось сопряжение сферической и декартовой координатных сеток по алгоритму, описанному в п. 2.3.

Начальные условия ($\tau=0$):

$$\Theta = \Theta_{\text{п}} \text{ при } 0 < X < X_1, Y_2 < Y < Y_3; \Theta = \Theta_0 \text{ при } 0 < X < H, 0 < Y < Y_1; \Omega = 0, \Psi = 0, C_r = 0, C_{\text{в}} = C_{\text{в}0}, \Theta = \Theta_{\text{а}} \text{ при } 0 < X < H, Y_1 < Y < Y_2; X_1 < X < H, Y_2 < Y < Y_3, 0 < X < H, Y_3 < Y < L.$$

Граничные условия ($0 < \tau < \tau_3$) выставлялись аналогично описанным в п. 2.1.

Численное моделирование выполнено при следующих значениях параметров [117, 143–148]: начальная температура жидкости $\Theta_0 = 0,3$; начальная температура проволочки $\Theta_{\text{п}} = 1$; размеры проволочки $L_{\text{п}} = 0,1$, $H_{\text{п}} = 0,05$; начальная температура окружающего воздуха $\Theta_{\text{а}} = 0,308$; начальная влажность воздуха $C_{\text{в}0} = 0$; расстояние между поверхностью жидкости и проволочкой $L_{\text{пж}} = 0,35$; тепловой эффект реакции окисления паров жидкого топлива $Q_0 = 45$ МДж/кг; энергия активации и предэкспонент реакции окисления $E = 194,7$ кДж/моль, $k_0 = 7 \cdot 10^7$ с⁻¹. Теплофизические характеристики керосина, его паров, воздуха, паров воды и стальной проволочки представлены в [117, 146, 147].

Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались: $T_M = 1000$ К, $l = 20 \cdot 10^{-3}$ м, $t_M = 1$ с.

В таблицах 5.1.1, 5.1.2 приведены результаты численного исследования масштабов влияния на инерционность процессов тепломассопереноса

начальной температуры и размеров проволоочки. Исследования выполнены при начальных температурах проволоочки $\Theta_{\text{п}}$ меньше температуры плавления стали ($\Theta_{\text{плав}}=1,45\div 1,55$).

Таблица 5.1.1. Времена задержки зажигания в зависимости от $\Theta_{\text{п}}$ при $L_{\text{п}}=0,1$, $H_{\text{п}}=0,05$, $L_{\text{пж}}=0,35$, $\Theta_{\text{а}}=0,308$, $C_{\text{в0}}=0,1$

$\Theta_{\text{п}}$	1,35	1,3	1,25	1,2	1,15	1,1	1,05	1	0,95
τ_3	0,567	0,613	0,669	0,771	0,872	0,991	1,135	1,346	нет зажигания

Таблица 5.1.2. Времена задержки зажигания в зависимости от $L_{\text{п}}$ и $H_{\text{п}}$ при $\Theta_{\text{п}}=1,25$, $L_{\text{пж}}=0,35$, $\Theta_{\text{а}}=0,308$, $C_{\text{в0}}=0,1$

$L_{\text{п}}$	0,25	0,2	0,15	0,1	0,05
$H_{\text{п}}$	0,125	0,1	0,075	0,05	0,025
τ_3	0,581	0,598	0,623	0,669	нет зажигания

Из таблиц 5.1.1, 5.1.2 видно, что условия воспламенения реализуются в достаточно широком диапазоне изменения $\Theta_{\text{п}}$, $L_{\text{п}}$, $H_{\text{п}}$. Полученные зависимости τ_3 от начальной температуры и размеров проволоочки позволяют оценить инерционность зажигания смесей паров жидких топлив и воздуха источниками нагрева малых размеров. При этом увеличение τ_3 с уменьшением $\Theta_{\text{п}}$, $L_{\text{п}}$, $H_{\text{п}}$ (табл. 5.1.1, 5.1.2) обусловлено уменьшением энергетического запаса разогретой проволоочки.

Инерционность исследуемого процесса зависит не только от характеристик источника тепла, но и от условий взаимодействия проволоочки с парогазовой смесью. В таблице 5.1.3 приведена зависимость времени задержки зажигания от расстояния между стальной проволоочкой и поверхностью испаряющегося керосина $L_{\text{пж}}$.

Получено аппроксимационное выражение для диапазона $0,25 < L_{\text{пж}} < 0,75$ следующего вида:

$$\tau_3 = -0,399 + 4,369L_{\text{пж}} - 5,533L_{\text{пж}}^2 + 5,066L_{\text{пж}}^3 \quad (5.1.9)$$

Таблица 5.1.3. Времена задержки зажигания в зависимости от $L_{пж}$ при $L_{п}=0,1$, $H_{п}=0,05$, $\Theta_{п}=1,25$, $\Theta_{а}=0,308$, $C_{в0}=0,1$

$L_{пж}$	0,25	0,35	0,5	0,65	0,75
τ_3	0,426	0,669	1,035	1,494	нет зажигания

Это выражение позволяет прогнозировать времена задержки зажигания смеси паров керосина с воздухом при варьировании расстояния между поверхностью испаряющегося керосина и стальной проволокой с заданным характерным размером ($L_{п}=0,1$, $H_{п}=0,05$) и температурой ($\Theta_{п}=1,25$).

Из таблицы 5.1.3 видно, что при уменьшении $L_{пж}$ резко снижается инерционность исследуемого процесса зажигания. Так, например, значения τ_3 при $L_{пж}=0,25$ и $L_{пж}=0,5$ отличаются практически в три раза. Это объясняется тем, что при приближении нагретой проволоки к поверхности керосина увеличивается масса паров горючего, обтекающих источник нагрева. При $L_{пж}=0,75$ и других адекватных параметрах процесса условия воспламенения не реализуются. Следует отметить, что при увеличении энергетического запаса проволоки за счет больших значений $\Theta_{п}$, $L_{п}$, $H_{п}$ возможно зажигание и при $L_{пж}>0,75$.

Проведен анализ масштабов влияния на значения τ_3 параметров внешней среды – температуры $\Theta_{а}$ и влажности $C_{в0}$ воздуха (табл. 5.1.4, 5.1.5).

Таблица 5.1.4. Времена задержки зажигания в зависимости от $\Theta_{а}$ при $L_{п}=0,1$, $H_{п}=0,05$, $\Theta_{п}=1,25$, $L_{пж}=0,35$, $C_{в0}=0,1$

$\Theta_{а}$	0,308	0,303	0,298	0,293	0,288	0,283	0,278
τ_3	0,669	0,676	0,692	0,708	0,747	0,851	нет зажигания

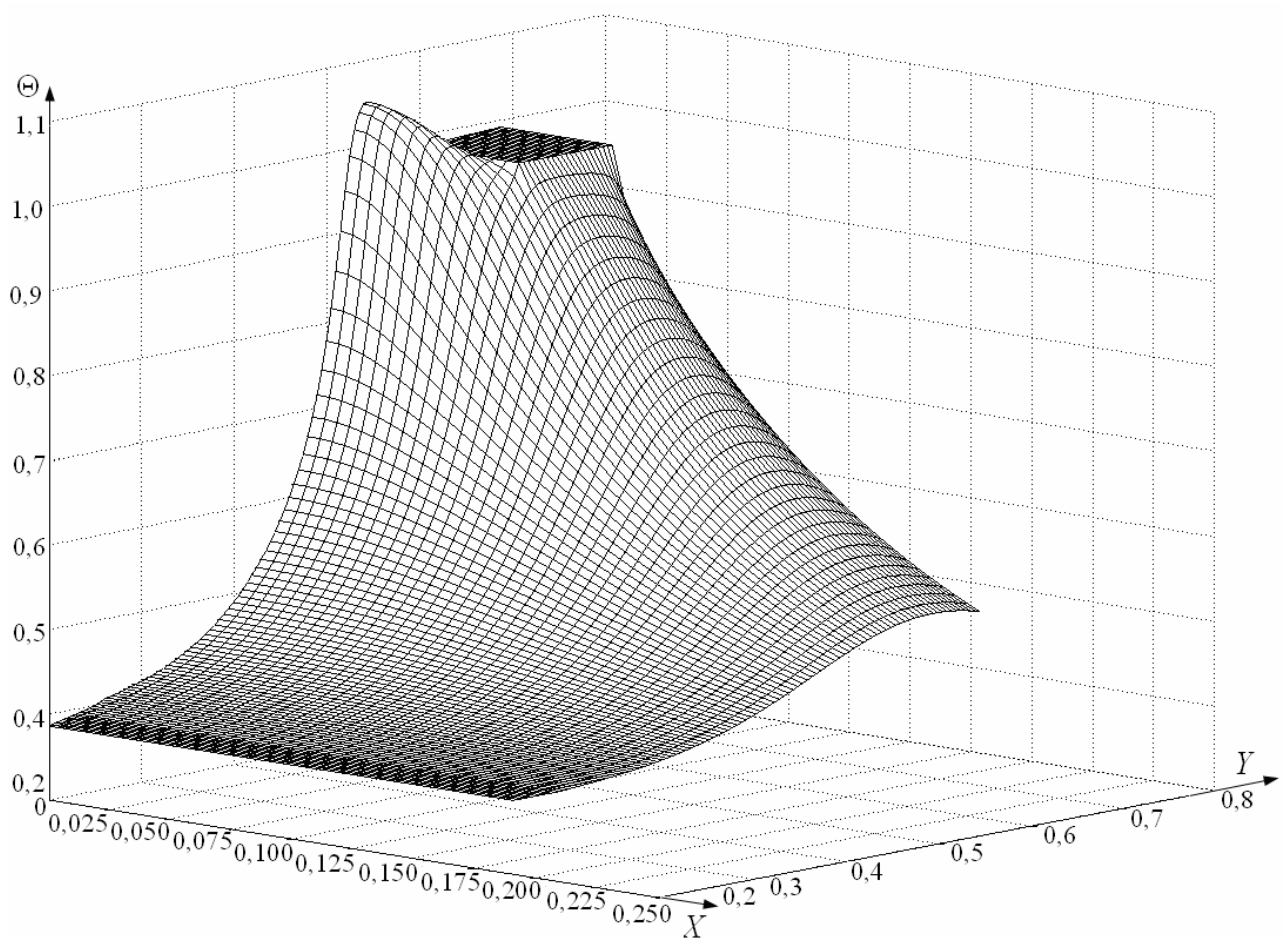
Таблица 5.1.5. Времена задержки зажигания в зависимости от $C_{в0}$ при $L_{п}=0,1$, $H_{п}=0,05$, $\Theta_{п}=1,25$, $L_{пж}=0,35$, $\Theta_{а}=0,308$

$C_{в0}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
τ_3	0,653	0,669	0,695	0,741	0,829	нет зажигания

Из таблицы 5.1.4 видно, что условия воспламенения реализуются даже при относительно невысоких температурах окружающего воздуха ($\Theta_a=0,283$). При этом следует отметить нелинейную зависимость τ_3 от Θ_a .

Повышение влажности воздуха $C_{в0}$, как и снижение Θ_a , приводит к неравномерному повышению τ_3 (табл. 5.1.5). Следует отметить, что возможность зажигания парогазовой смеси сохраняется даже при высокой начальной влажности воздуха ($C_{в0}=0,3$). При увеличении начальной температуры проволоочки до $\Theta_{п}=1,4$ предельное значение $C_{в0}$, при котором реализуются условия воспламенения, увеличивается до $C_{в0}=0,5$.

На рисунке 5.1.2 показаны температурное поле (рис. 5.1.2, а) и положение характерных изотерм (рис. 5.1.2, б) в рассматриваемой системе взаимодействующих веществ (рис. 5.1.1) в момент воспламенения.



a

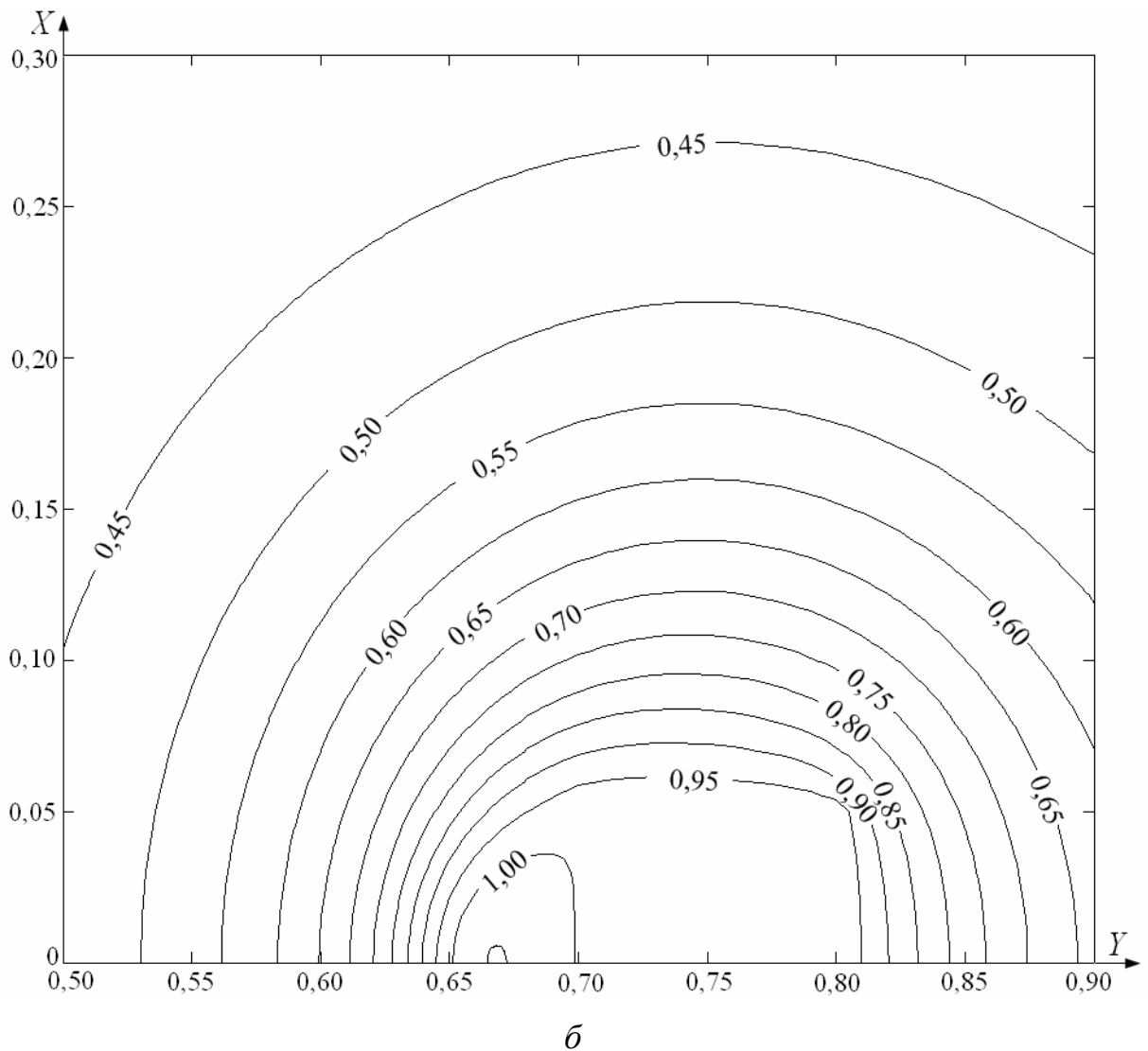


Рисунок 5.1.2. Температурное поле (а) и изотермы Θ (б) в момент воспламенения ($\tau_3=1,346$) при $L_{п}=0,1$, $H_{п}=0,05$, $\Theta_{п}=1$, $L_{пж}=0,35$, $\Theta_{а}=0,308$, $C_{в0}=0$

На рисунке 5.1.2 видна зона локализации ведущей химической реакции в газовой области ниже разогретой проволоочки. Этот результат качественно хорошо согласуется с известными [34] результатами экспериментального исследования процессов зажигания движущихся газовых смесей металлическими высокотемпературными шариками и стержнями. Формирование зоны локализации ведущей химической реакции окисления под проволоочкой можно объяснить следующим образом. В рассматриваемой системе (рис. 5.1.1) пары керосина формируются в результате фазового

перехода равномерно по всей поверхности горючей жидкости. После этого они диффундируют в окружающий воздух и перемешиваются с ним. Образуется парогазовая смесь с высоким содержанием паров керосина, но имеющая недостаточную для воспламенения температуру.

При достижении парами горючего накаливаемой проволоочки, находящейся на некотором расстоянии от поверхности керосина, образуются завихрения парогазовых потоков. Вследствие этого под проволоочкой увеличивается количество подогретых паровых масс и возрастает температура парогазовой смеси. В этих условиях скорость реакции окисления паров горючего резко увеличивается и происходит зажигание парогазовой смеси в непосредственной близости от нижней грани проволоочки (рис. 5.1.2).

Полученный результат позволяет выделить основные отличия условий зажигания горючих жидкостей при наличии непосредственного теплового контакта с источником нагрева и при его расположении на некотором расстоянии от границы испарения. В первом случае определяющими являются стадии прогрева жидкости, условия теплового взаимодействия источника нагрева с жидкостью (наличие парового зазора между источником и воспламеняемым веществом, погружение источника в жидкость и т.д.). Во втором случае инерционность процесса зажигания определяется главным образом временем прогрева парогазовой смеси (рис. 5.1.1).

Следует отметить малые размеры зоны локализации ведущей химической реакции и ее относительно небольшую удаленность от поверхности накаливаемой проволоочки (рис. 5.1.2). При этом размеры этой зоны значительно меньше площади разлитого жидкого топлива и в несколько раз разогретой проволоочки (рис. 5.1.1).

Установлено, что при приближении нагретой проволоочки к поверхности жидкости происходит некоторое смещение зоны воспламенения смеси относительно оси симметрии. Это можно объяснить тем, что уменьшение $L_{пж}$ приводит к увеличению массы паров, обтекающих источник

нагрева, и повышению концентрации паров горючего. Также ускоряется процесс испарения жидкости. Как следствие, достаточные для воспламенения концентрации компонентов смеси достигаются за меньшие времена τ_3 . За счет относительно больших скоростей движения паровых масс зона локализации ведущей химической реакции смещается по траектории обтекания парами разогретой проволоочки. Так, при $0,15 < L_{пж} < 0,25$ зажигание происходит на некотором удалении от оси симметрии вблизи нижней части источника нагрева, а при $0,07 < L_{пж} < 0,15$ зона воспламенения формируется даже выше проволоочки. Таким образом, можно выделить три режима зажигания парогазовой смеси неподвижной проволоочкой с характерными интервалами изменения τ_3 и соответствующим положением зоны ведущей химической реакции окисления. При этом определяющую роль при изменении режима зажигания играет значение $L_{пж}$.

Следует также отметить, что для систем с проволоочками прямоугольного сечения (рис. 5.1.1, а) вихревые структуры при обтекании паров жидкого горючего веществ источника нагрева более масштабны по сравнению с проволоочками круглого сечения (рис. 5.1.1, б). Именно этим можно объяснить несколько меньшие значения времен задержки зажигания для проволоочек прямоугольного сечения (табл. 5.1.6).

Таблица 5.1.6. Времена задержки зажигания в зависимости от $\Theta_{п}$ при $L_{п}=0,1$, $H_{п}=0,05$, $L_{пж}=0,35$, $\Theta_{а}=0,308$, $C_{в0}=0,1$

$\Theta_{п}$	1,4	1,3	1,2	1,1	1
τ_3	0,544	0,613	0,771	0,991	1,346
τ_3^*	0,552	0,625	0,795	1,013	1,381

* – для проволоочки радиусом $R_{п}=0,05$ (рис. 5.1.1, б)

Анализ полученных результатов показал, что большую часть τ_3 составляет время прогрева парогазовой смеси, которое главным образом характеризуется интенсивностью диффузии и конвекции паров горючего в

воздухе. При этом конвективный перенос паров горючего в среде окислителя существенно усложняет исследуемый процесс зажигания и, как следствие, более масштабно влияет на τ_3 , чем диффузионный перенос (п. 3.2).

В таблицах 5.1.7 – 5.1.9 приведены зависимости времени задержки зажигания в рассматриваемой системе (рис. 5.1.1) τ_3 от размеров $H_{\text{п}}$, $L_{\text{п}}$ и теплофизических свойств материала проволоочки для бензина, керосина, дизельного топлива соответственно.

Таблица 5.1.7. Времена задержки зажигания в системе «проволочка – пары бензина – воздух» в зависимости от размеров и материала источника энергии при $\Theta_{\text{п}}=1,25$, $L_{\text{пж}}=0,35$, $C_{\text{в0}}=0,1$

Размеры	$H_{\text{п}}$	0,1	0,1	0,1	0,15	0,2	0,2	0,2	0,2
	$L_{\text{п}}$	0,05	0,04	0,03	0,05	0,05	0,04	0,03	0,02
		τ_3							
Материал	Алюминий	2,619	2,985	3,527	1,993	1,649	1,872	2,103	2,397
	Сталь	2,364	2,741	3,382	1,767	1,581	1,645	1,876	1,983

Таблица 5.1.8. Времена задержки зажигания в системе «проволочка – пары керосина – воздух» в зависимости от размеров и материала источника энергии при $\Theta_{\text{п}}=1,25$, $L_{\text{пж}}=0,35$, $C_{\text{в0}}=0,1$

Размеры	$H_{\text{п}}$	0,1	0,1	0,1	0,15	0,2	0,2	0,2	0,2
	$L_{\text{п}}$	0,05	0,04	0,03	0,05	0,05	0,04	0,03	0,02
		τ_3							
Материал	Алюминий	2,649	3,044	3,571	2,064	1,701	1,925	2,161	2,453
	Сталь	2,398	2,789	3,423	1,822	1,623	1,676	1,911	2,032

Следует подчеркнуть практическую ценность решенной задачи тепломассопереноса. Она заключается в том, что в большинстве случаев на производствах при разгерметизации резервуаров с жидкими топливами образуются опасные концентрации горючего в воздухе. При наличии

высокотемпературного источника энергии высока вероятность зажигания парогазовой смеси. При помощи созданного математического аппарата, используемого для решения рассматриваемой задачи тепломассопереноса, и сформулированного аппроксимационного выражения (5.1.9) можно установить необходимые и достаточные условия воспламенения парогазовых смесей.

Таблица 5.1.9. Времена задержки зажигания в системе «проволочка – пары дизельного топлива – воздух» в зависимости от размеров и материала источника энергии при $\Theta_{\text{п}}=1,25$, $L_{\text{пж}}=0,35$, $C_{\text{в0}}=0,1$

Размеры	$H_{\text{п}}$	0,1	0,1	0,1	0,15	0,2	0,2	0,2	0,2
	$L_{\text{п}}$	0,05	0,04	0,03	0,05	0,05	0,04	0,03	0,02
		τ_3							
Материал	Алюминий	2,792	3,165	3,693	2,168	1,814	2,002	2,311	2,596
	Сталь	2,503	2,893	3,538	1,934	1,741	1,803	2,054	2,166

Полученные численные результаты решения задачи позволяют сделать вывод о том, что во многих случаях зажигание жидких топлив накалированными проволочками, стержнями и одиночными горячими частицами происходит до их взаимодействия с открытой поверхностью топлива. Так как расстояние от поверхности, на котором происходит воспламенение, относительно невелико (например, $L_{\text{пж}}=0,65$ при $\Theta_{\text{п}}=1,25$), то этот механизм достаточно трудно зафиксировать в случаях возникновения пожаров. Но высокая вероятность реализации этого механизма является основанием для вывода о том, что зажигание может происходить при движении проволочки, стержня и нагретой частицы параллельно поверхности испарения пожароопасных жидкостей. Например, при пролёте частицы, образующейся при раздувании источников открытого огня, над поверхностью разлитого и испаряющегося бензина. Аналогичные условия зажигания могут возникать и при открытых горловинах ёмкостей с бензином, керосином и другими пожароопасными

жидкостями самого различного назначения, даже если частица, проволочка и стержень не попадают непосредственно в отверстие ёмкости. Закономерности процессов тепломассопереноса при зажигании смеси паров жидкого горючего вещества и окислителя движущимися источниками нагрева проанализированы в п. 5.3, 5.4.

Также следует отметить, что для воспламенения по рассматриваемому механизму жидких топлив достаточной является температура источника нагрева более 900 К. Такая температура частиц достигается при работе всех сварочных аппаратов и устройств для резки металлов [18–20]. При температуре же около 1500 К воспламенение может происходить на расстоянии 2÷3 см от поверхности испарения бензина. Установленные особенности хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований [98–102].

Особый интерес представляют условия зажигания таких сложных гетерогенных систем, как тканей, пропитанных жидкими горючими и легковоспламеняющимися веществами. Для этих процессов не установлены предельные и оптимальные условия зажигания, а также недостаточно изучены возможные режимы и механизмы зажигания. В п. 5.2 проанализированы макроскопические закономерности процессов зажигания в системе «разогретая до высоких температур металлическая частица – ткань, пропитанная жидким конденсированным веществом – окислитель».

5.2 Зажигание одиночной частицей паров горючего, поступающих в воздух с поверхности ткани, пропитанной жидким веществом

Решена задача тепломассопереноса при зажигании одиночной нагретой до высоких температур частицей паров горючего, поступающих в воздух с поверхности ткани, пропитанной пожароопасной жидкостью [213–215]. Схема области решения задачи приведена на рисунке 5.2.1.

Принято, что в начальный момент времени в ткани содержится жидкое горючее вещество, объёмная доля которого известна. При попадании на поверхность ткани нагретой до высоких температур частицы компоненты жидкого горючего вещества начинают испаряться. Образующиеся пары горючего диффундируют в окружающий воздух и перемешиваются с ним. За счет тепла источника энергии парогазовая смесь нагревается и воспламеняется.

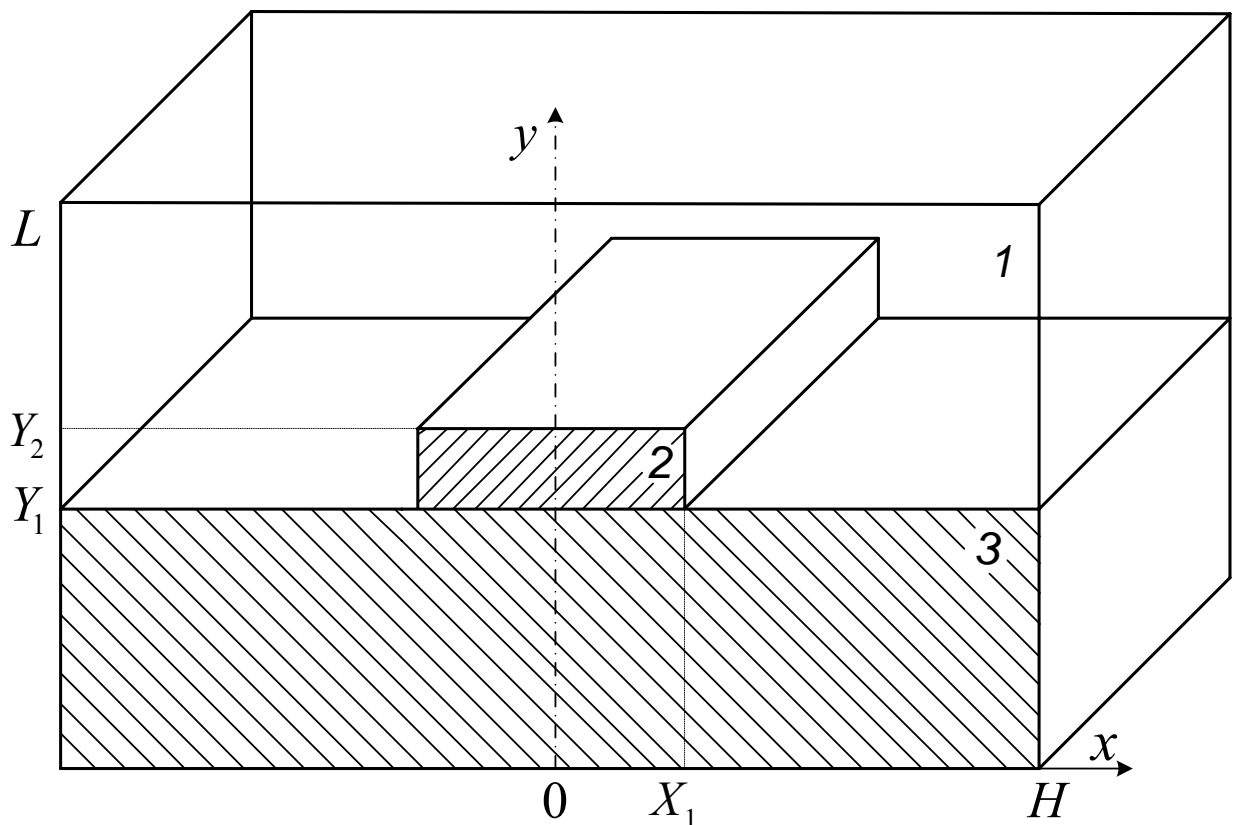


Рисунок 5.2.1. Схема области решения задачи при $0 < \tau < \tau_3$: 1 – парогазовая смесь, 2 – частица, 3 – ткань, пропитанная жидким горючим веществом

Система нелинейных дифференциальных уравнений записывалась аналогично п. 3.2. При этом в граничных условиях для уравнений энергии и диффузии на поверхности гетерогенной системы учитывался фазовый переход компонентов жидкости в ткани.

Теплофизические характеристики ткани, пропитанной горючей жидкостью, как гетерогенной системы, определялись по формулам:

$$\lambda_3 = \lambda_{31}(1 - \varphi_{32}) + \lambda_{32}\varphi_{32}, \quad (5.2.1)$$

$$C_3 = C_{31}(1 - \varphi_{32}) + C_{32}\varphi_{32}, \quad (5.2.2)$$

$$\rho_3 = \rho_{31}(1 - \varphi_{32}) + \rho_{32}\varphi_{32}. \quad (5.2.3)$$

Здесь φ_{32} – объёмная доля жидкого вещества в ткани; индексы «31», «32» соответствуют материалу ткани и жидкому горючему веществу.

Теплофизические и термохимические характеристики взаимодействующих веществ за исключением материалов тканей принимались аналогично предыдущим задачам.

Теплофизические характеристики материалов тканей [146–148]:

шелк: $C_{31}=1386$ Дж/(кг·К), $\rho_{31}=1560$ кг/м³, $\lambda_{31}=0,060$ Вт/(м·К);

шерсть: $C_{31}=1721$ Дж/(кг·К), $\rho_{31}=1320$ кг/м³, $\lambda_{31}=0,052$ Вт/(м·К);

лен: $C_{31}=1580$ Дж/(кг·К), $\rho_{31}=1500$ кг/м³, $\lambda_{31}=0,088$ Вт/(м·К).

Задачи численного анализа исследуемого процесса при использовании сформулированной модели тепломассопереноса состояли в определении возможности зажигания парогазовой смеси, образующейся в результате испарения жидкого топлива с поверхности пропитанной им ткани, и установлении зависимостей времени задержки зажигания парогазовой смеси от величины объёмной доли жидкого горючего вещества φ_{32} , начальной температуры частицы $T_{\text{ч}}$ для нескольких видов топлив и материалов тканей.

В результате численного решения задачи установлена зависимость времени задержки зажигания шерстяной ткани, пропитанной типичным жидким топливом – бензином, от начальной температуры частицы $T_{\text{ч}}$ при фиксированной объёмной доле жидкости φ_{32} в ткани (табл. 5.2.1).

Таблица 5.2.1. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – шерстяная ткань – бензин – воздух» в зависимости от начальной температуры частицы при $\varphi_{32}=0,15$, $L_{\text{ч}}=1$ мм, $H_{\text{ч}}=4$ мм

$T_{\text{ч}}$, К	2000	1800	1600	1400	1200	1000	950
t_3 , с	1,716	1,847	2,268	2,764	3,323	3,934	нет зажигания

Анализируя зависимость t_3 от начальной температуры частицы (табл. 5.2.1), можно сделать вывод о том, что при $T_q=2000$ К значение t_3 практически в два раза меньше аналогичного показателя для $T_q=1000$ К. При этом из таблицы 5.2.1 видно, что при $\varphi_{32}=0,15$ весьма высокой температуры источника нагрева $T_q=950$ К недостаточно для реализации условий воспламенения. Полученный результат объясняется снижением теплосодержания источника при уменьшении его температуры. Очевидно, что в рассматриваемой системе возможно зажигание при $T_q=950$ К в случае более высокого относительного содержания компонентов жидких топлив в ткани.

На базе модели тепломассопереноса, описанной в п. 3.1, установлено, что зажигание парогазовой смеси одиночной высокотемпературной частицей возможно при концентрации горючего в смеси порядка 10÷20 %. В связи с этим объёмная доля жидкого топлива φ_{32} является одним из основных параметров, определяющих характеристики зажигания.

В таблице 5.2.2 приведена зависимость времени задержки зажигания смеси воздуха с парами широко распространённого топлива – керосина, поступающими в газовую фазу с поверхности пропитанной им шерстяной ткани.

Таблица 5.2.2. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – шерстяная ткань – керосин – воздух» в зависимости от величины φ_{32} при $T_q=1500$ К, $L_q=1$ мм, $H_q=4$ мм

φ_{32}	0,2	0,18	0,16	0,14	0,12	0,1	0,08
t_3, c	1,891	2,114	2,417	2,687	3,091	3,632	нет зажигания

Таблица 5.2.2 демонстрирует существенное влияние объёмной доли компонентов жидкого топлива в ткани на характеристики зажигания в рассматриваемой системе. Зависимость времени задержки зажигания от объёмной доли φ_{32} объясняется тем, что при незначительных концентрациях

жидких топлив в ткани менее интенсивно происходит испарение жидкости, меньше паров горючего диффундирует в окружающий воздух, снижается концентрация горючего в парогазовой смеси над частицей, что приводит к увеличению времени задержки зажигания.

Широкое распространение на практике получили шерстяные, льняные и шелковые ткани. В связи с этим представляет наибольший интерес проанализировать возможность реализации условий воспламенения в системе «частица – ткань – жидкое топливо – воздух» для нескольких типов тканей и горючих жидкостей. Численные результаты моделирования приведены в таблице 5.2.3.

Таблица 5.2.3. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – ткань – жидкое топливо – воздух» (t_3 , с) в зависимости от материала ткани при $T_ч=1500$ К, $\varphi_{32}=0,15$, $L_ч=1$ мм, $H_ч=4$ мм

Вид топлива / Материал ткани	Лен	Шелк	Шерсть
Бензин	2,204	2,343	2,521
Керосин	2,338	2,481	2,687
Дизельное топливо	2,525	2,615	2,904

На рисунках 5.2.2, 5.2.3 показаны температурное поле и положение характерных изотерм в системе «стальная частица – шерстяная ткань, пропитанная бензином – воздух» в момент воспламенения.

В отличие от задач тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ горячей частицей зона прогрева ткани (рис. 5.2.2) превышает аналогичный параметр в случае жидкости. При этом температура ткани вблизи нижней поверхности частицы достигает существенно больших значений по сравнению с аналогичными показателями при зажигании жидкостей.

В зависимости от материала ткани, её пористости и относительного содержания в ней жидкого топлива размеры зоны прогрева могут

существенно изменяться. В частности, при заполнении пор компонентами жидкого топлива высока вероятность интенсивного испарения вблизи границы «частица – пористая ткань». Этот фактор при высокой температуре источника нагрева T_q может приводить к зажиганию парогазовой смеси в порах ткани.

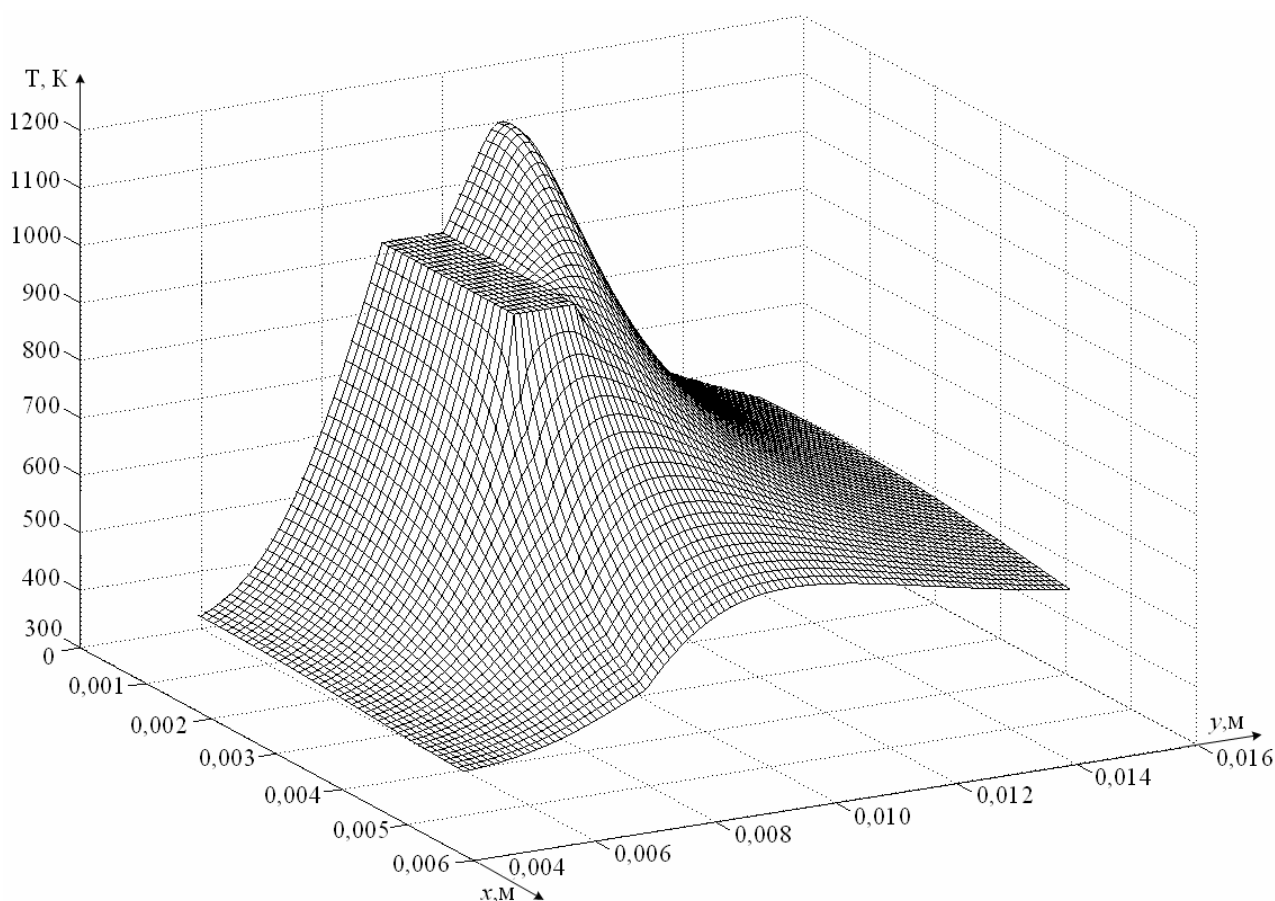


Рисунок 5.2.2. Температурное поле в момент воспламенения ($t_3=3,934$ с) при $T_q=1000$ К, $\phi_{32}=0,15$, $L_q=1$ мм, $H_q=4$ мм

На рисунке 5.2.4 приведено типичное поле концентраций, из которого видно, что максимальная концентрация горючего наблюдается вблизи границы испарения.

Следует отметить неравномерное снижение концентрации по мере удаления от поверхности ткани. Это объясняется тем, что основная часть паров горючего поступает в окружающий воздух вблизи высокотемпературной частицы вследствие интенсивного испарения в этой области.

Поднимающиеся вдоль боковых граней частицы пары горючего дополнительно нагреваются за счет тепла источника. При достижении верхней границы потоки паров горючего соединяются. Это приводит к увеличению концентрации паров в воздухе и повышению температуры парогазовой смеси вблизи частицы. Поэтому в рассматриваемой системе зажигание парогазовой смеси происходит вблизи верхней грани частицы в районе оси симметрии.

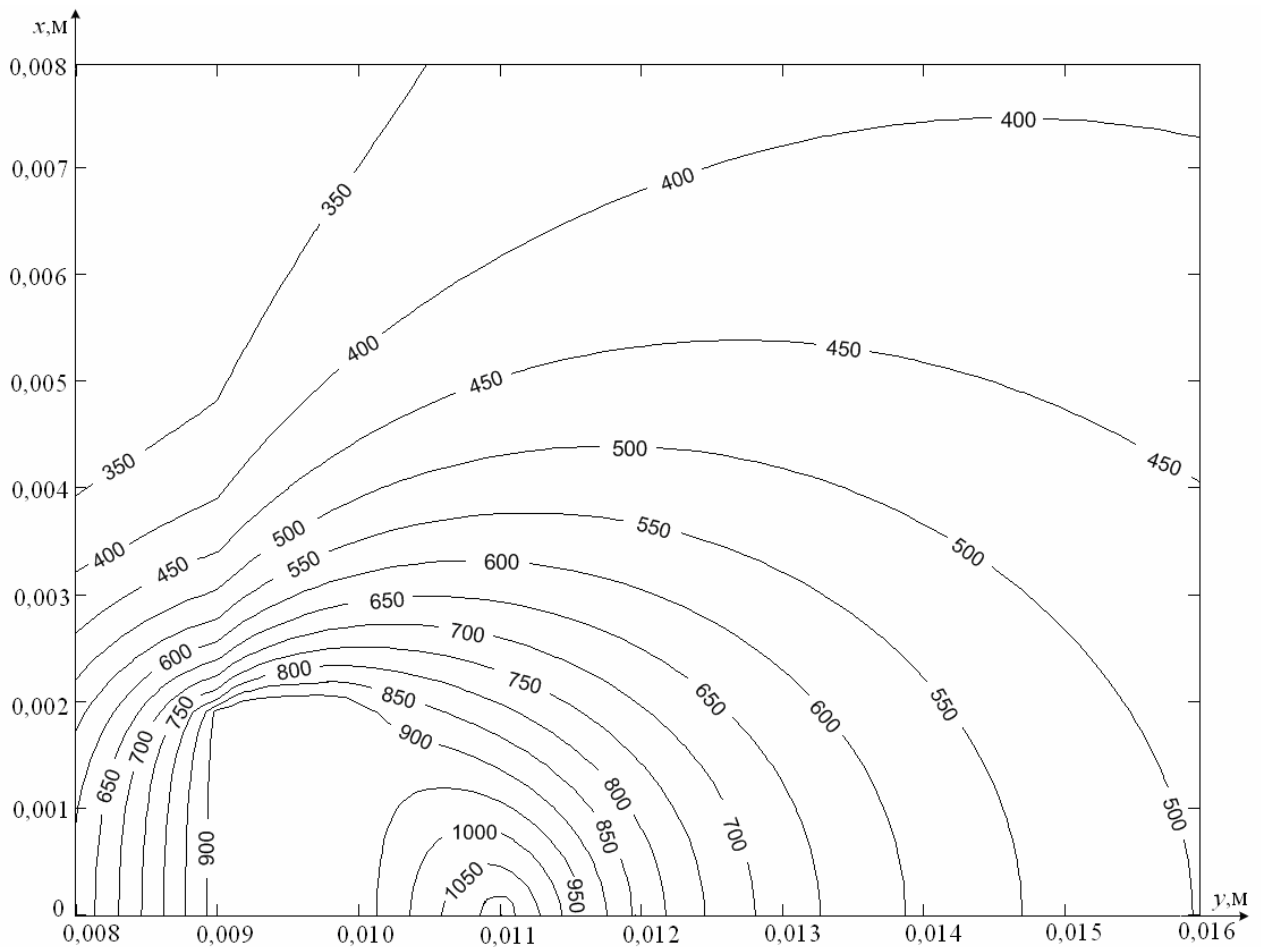


Рисунок 5.2.3. Изотермы (T , К) в момент воспламенения ($t_3=3,934$ с) при $T_ч=1000$ К, $\phi_{32}=0,15$, $L_ч=1$ мм, $H_ч=4$ мм

На рисунках 5.2.5, 5.2.6 показаны изолинии функции тока и поле вектора вихря скорости в момент воспламенения.

Анализ изолиний функции тока показывает, что пары горючего при движении от поверхности ткани, пропитанной пожароопасной жидкостью,

создают неравномерные восходящие потоки. При этом видны основной контур завихрения вблизи верхней и дополнительные контуры вблизи боковых граней частицы (рис. 5.2.6).

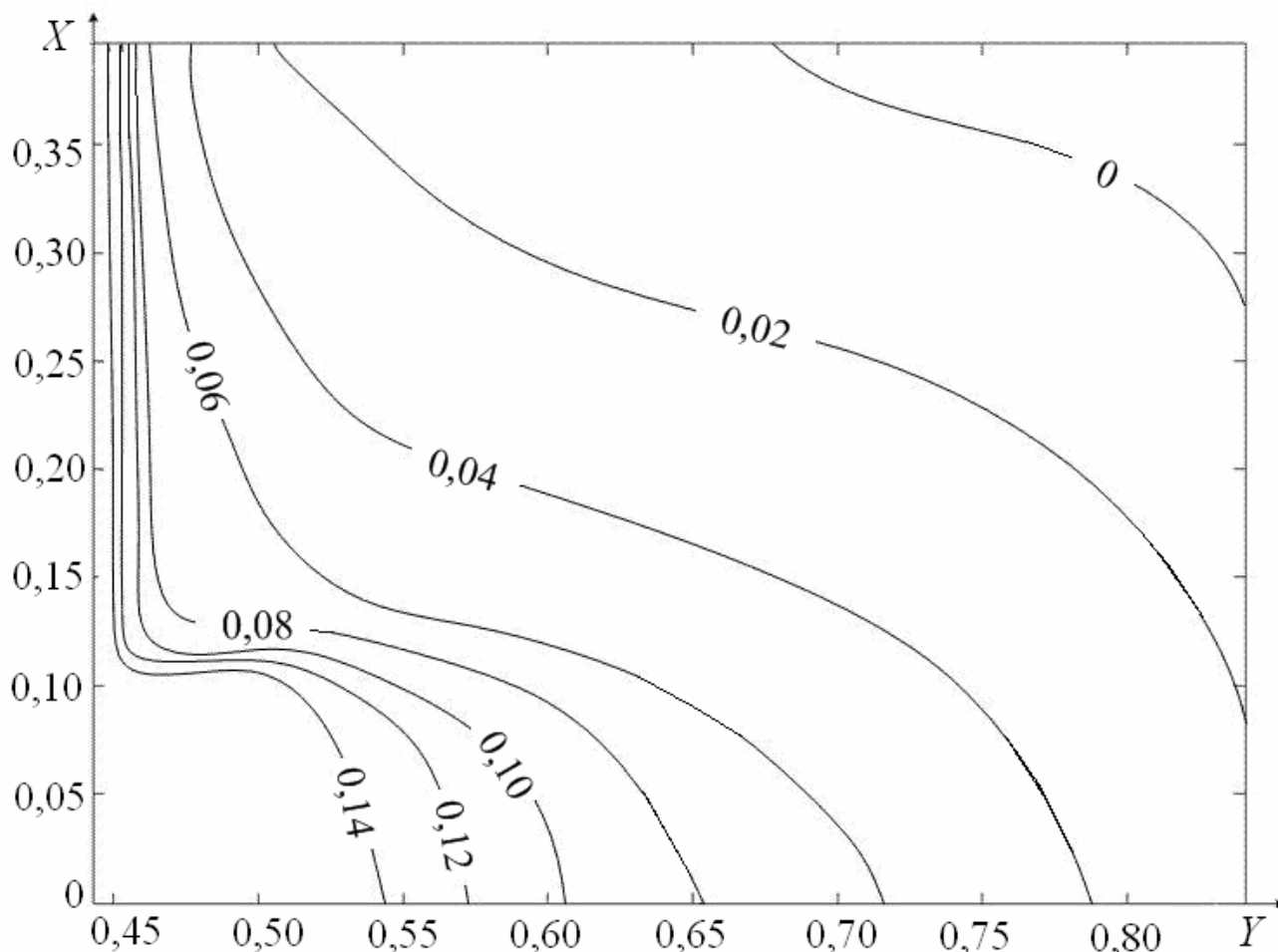


Рисунок 5.2.4. Поле концентраций горючего C_f в момент воспламенения ($t_3=3,934$ с) при $T_4=1000$ К, $\phi_{32}=0,15$

Полученный результат объясняется тем, что за счет интенсивного испарения компонентов жидкости образуются паровые потоки, движущиеся с высокой скоростью вблизи боковых граней частицы. При достижении верхней грани источника нагрева часть паров продолжает движение в направлении, противоположном нормали к границе испарения. Другая часть паров движется в направлении оси симметрии частицы над ее поверхностью. Это движение вызвано молекулярной диффузией вследствие неравномерности распределения концентраций горючего в газовой области и

естественной конвекцией, обусловленной тепловыми потоками от поверхности источника тепловыделения. Аналогично движению этой части потоков пара происходит перемещение паров от другой боковой грани частицы. При соединении движущихся в противоположных направлениях потоков формируются вихревые структуры.

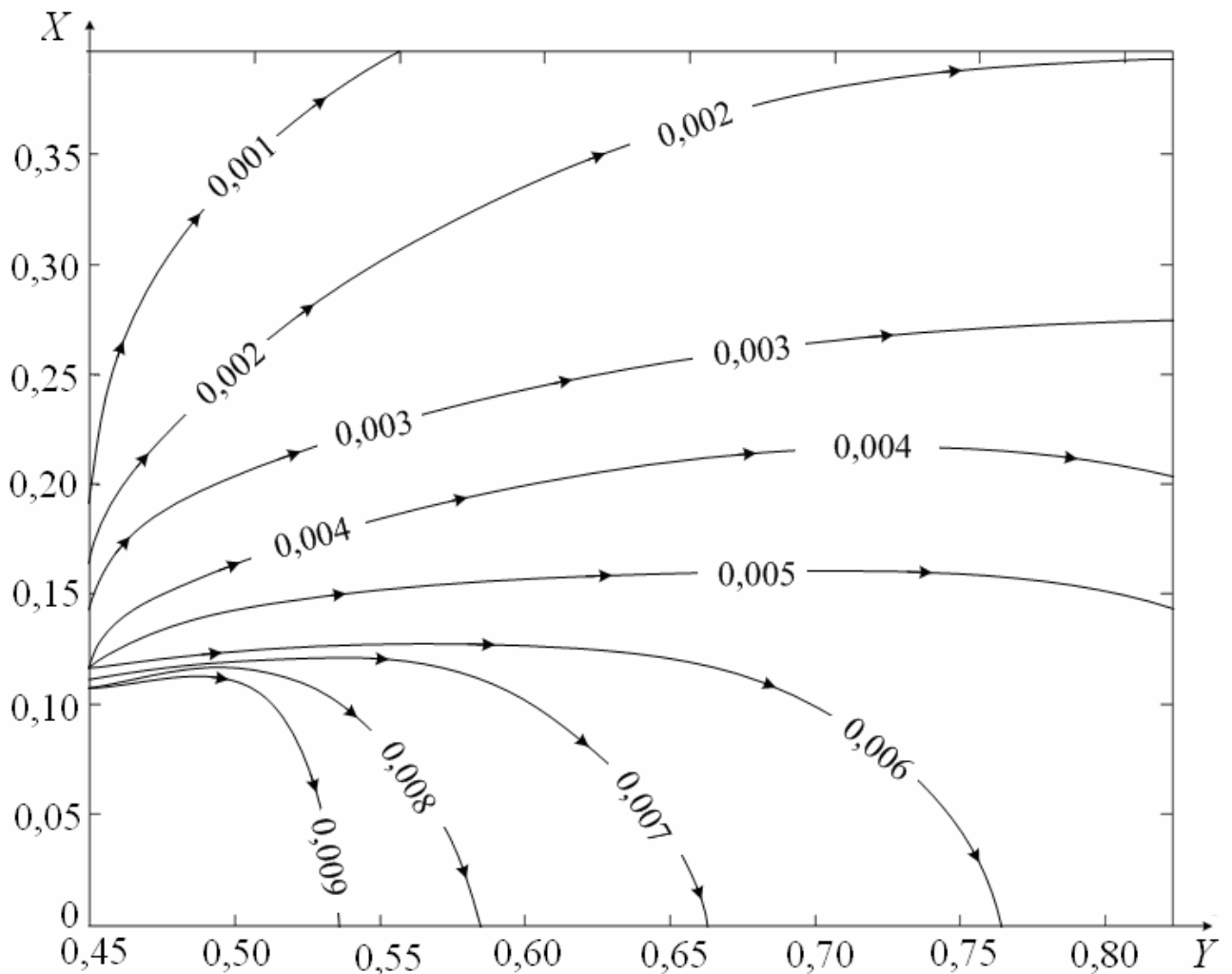


Рисунок 5.2.5. Изолинии функции тока Ψ в момент воспламенения ($t_3=3,934$ с) при $T_ч=1000$ К, $\phi_{32}=0,15$

На рисунке 5.2.6 видно несколько циркуляционных течений, формирование которых можно объяснить действием горячей частицы и ее конечными размерами. Следует отметить, что интенсивнее образование вихрей происходит у источника тепловыделения вследствие интенсификации процессов переноса у нагретого участка. Установлено, что в зависимости от

температуры и размеров частицы контуры циркуляционных потоков могут существенно видоизмениться по сравнению с приведенными на рисунке 5.2.6. Это объясняется тем, что при наличии в рассматриваемой системе частицы, нагретой до высоких температур, резко меняются скорости гидродинамических параметров и неоднородность температуры. В таких условиях на скорость и направление движения потоков пара влияют подъемные и объемные силы, а также силы вязкого трения в парогазовой смеси.

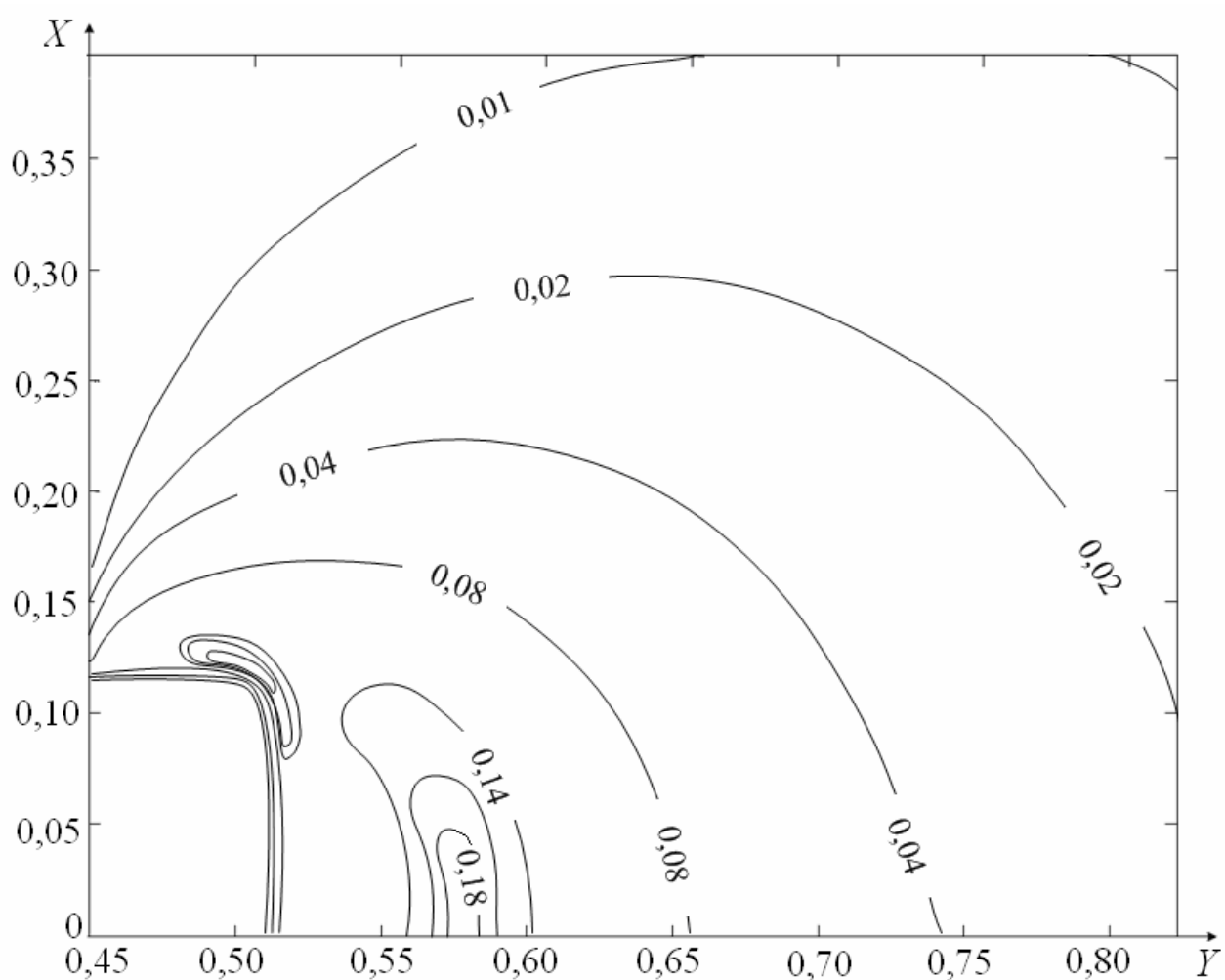


Рисунок 5.2.6. Поле вектора вихря скорости Ω в момент воспламенения ($t_3=3,934$ с) при $T_ч=1000$ К, $\phi_{32}=0,15$

Для анализа инерционности исследуемых процессов тепломассопереноса в системе «стальная частица – шерстяная ткань»,

пропитанная бензином – воздух» на рисунке 5.2.7 приведена зависимость t_3 от $T_ч$ и ϕ_{32} . Видно резкое увеличение t_3 при уменьшении $T_ч$ и ϕ_{32} . В этом случае частица, остывая, отдает тепло гетерогенной системе «жидкость – ткань», которая содержит недостаточную для воспламенения ϕ_{32} . При таких условиях низка вероятность возгорания в рассматриваемой системе. Однако, при увеличении $T_ч$ и ϕ_{32} риск воспламенения возрастает. Следует отметить, что приведенная на рисунке 5.2.7 поверхность является границей, разделяющей области реализации воспламенения (под поверхностью) и его отсутствия (над поверхностью).

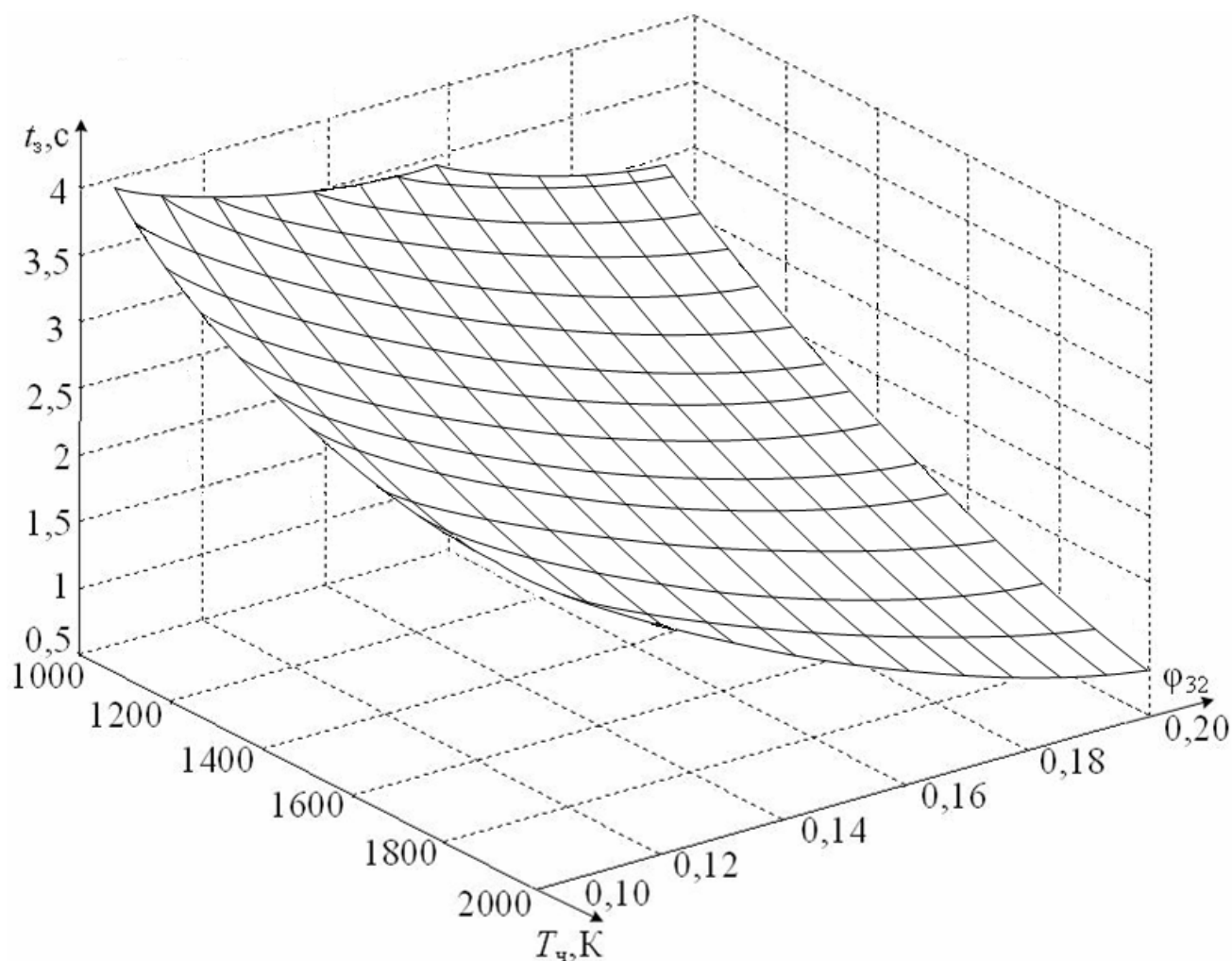


Рисунок 5.2.7. Зависимость времени задержки зажигания от $T_ч$ и ϕ_{32} в системе «стальная частица – шерстяная ткань, пропитанная бензином – воздух»

Для рассматриваемой поверхности, также как и поверхности, приведенной на рисунке 4.4.3, можно записать аппроксимационные выражения, связывающие времена задержки зажигания гетерогенной структуры с температурой источника и объемной долей жидкости в ткани.

Так, например, при $\varphi_{32}=0,15$, $L_{\text{ч}}=1$ мм, $H_{\text{ч}}=4$ мм для диапазона температур $1000 \text{ K} < T_{\text{ч}} < 2000 \text{ K}$:

$$\tau_3 = 4,523 + 0,003T_{\text{ч}} - 5 \cdot 10^{-6}T_{\text{ч}}^2 + 10^{-9}T_{\text{ч}}^3. \quad (5.2.4)$$

При $T_{\text{ч}}=1000 \text{ K}$, $L_{\text{ч}}=1$ мм, $H_{\text{ч}}=4$ мм для диапазона объемной доли жидкого вещества в ткани $0,1 < \varphi_{32} < 0,2$:

$$\tau_3 = 9,898 - 103,6\varphi_{32} - 500,77\varphi_{32}^2 - 915,51\varphi_{32}^3. \quad (5.2.5)$$

Следует отметить практическую ценность решенной задачи. Довольно часто резка и сварка металлов на технологических объектах выполняются в непосредственной близости от двигателей различных механизмов, строительной техники и транспортных средств. В этих случаях куски тканей, пропитанных полностью или частично бензином, керосином, дизельным топливом, трансформаторным маслом и другими пожароопасными жидкостями, используются для очистки загрязненных участков свариваемых конструкций, поверхностей двигателей транспортных средств и строительной техники от горюче-смазочных материалов.

При выполнении ремонтных и строительных работ большое внимание уделяется технике безопасности. Но возможность возгорания пропитанной пожароопасной жидкостью ткани или смеси паров этой жидкости с окислителем не предусмотрена и не описана в каких либо нормативных документах. Это можно объяснить отсутствием соответствующих результатов теоретических и экспериментальных исследований. К тому же, можно предположить, что при определенных условиях возможно зажигание непосредственно материала ткани, а не только смеси паров жидкого горючего вещества с окислителем.

5.3 Зажигание парогазовой смеси разогретой частицей, движущейся параллельно границе испарения жидкого вещества

Рассматривалась система «парогазовая смесь – движущаяся разогретая частица – горючая жидкость» [216–218]. Источник тепла представлял собой частицу расплава металла, покрытого оболочкой закристаллизовавшегося вещества. Процессы тепломассопереноса исследовались на примере смеси воздуха с парами горючего, поступающими с поверхности пленки типичного жидкого топлива (рис. 5.3.1).

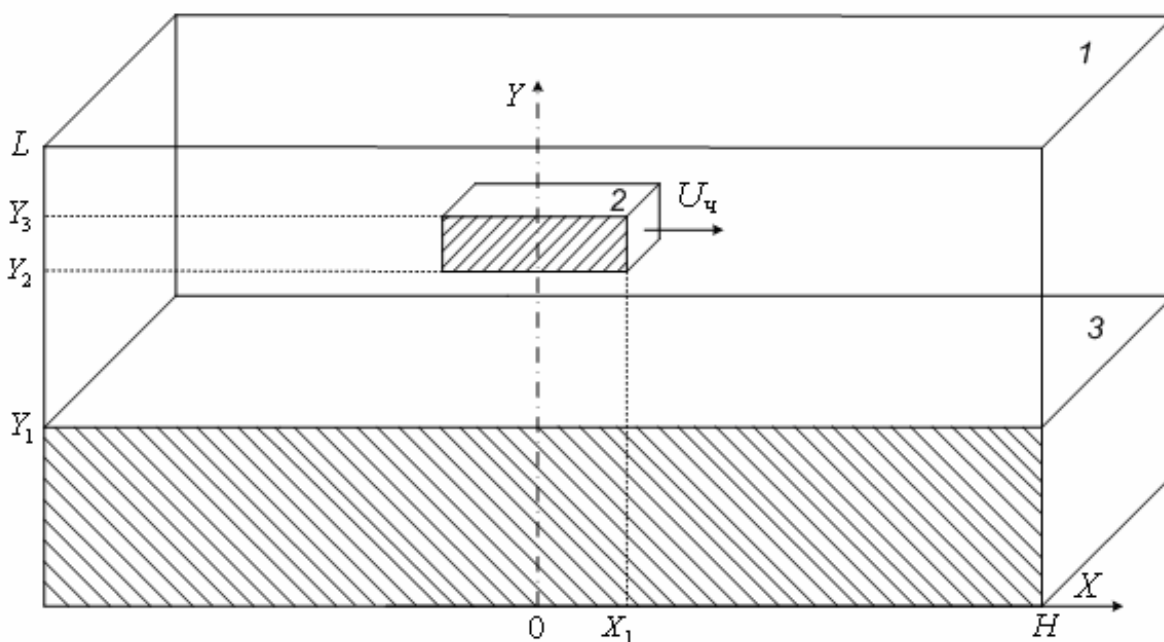


Рисунок 5.3.1. Схема области решения задачи: 1 – парогазовая смесь, 2 – разогретая частица, 3 – жидкое конденсированное вещество

Принята следующая схема исследуемого процесса. В условиях комнатной температуры происходит испарение горючей жидкости. За счет диффузии и конвекции пары горючего перемешиваются с воздухом, содержащим пары воды. Таким образом формируется парогазовая смесь. Через определенный интервал времени (например, 5 секунд) в разогретую смесь попадает горячая частица, образующаяся в результате резки или сварки

металлических конструкций. Предполагалось, что источник нагрева движется в парогазовой смеси параллельно поверхности испарения жидкости. За счет тепла, аккумулированного в частице и выделяющегося при кристаллизации металла, смесь нагревается. При достижении определенных температур парогазовой смеси и концентраций в ней горючего реализуются условия воспламенения.

При теоретическом исследовании в жидкости и воздухе выделялись области, существенно превышающие размеры источника нагрева ($H=L=50\cdot 10^{-3}$ м). Частица моделировалась в форме параллелепипеда малых размеров ($h_{\text{ч}}=4\cdot 10^{-3}$ м, $l_{\text{ч}}=2\cdot 10^{-3}$ м). Исследования выполнялись на примере стальных частиц и типичного жидкого топлива – бензина.

При численном моделировании принимались допущения:

1. В результате испарения жидкости образуется одно вещество с известными характеристиками.
2. Не учитывались возможные процессы выгорания жидкости. Считалось, что пленка жидкости занимает достаточно большую площадь.
3. Источник тепла перемещается в парогазовой смеси с постоянной скоростью $U_{\text{ч}}$ параллельно поверхности испарения жидкости. Рассматривался достаточно малый интервал времени полета частицы, за который ее траектория движения незначительно отклоняется от прямой и численные значения $U_{\text{ч}}$ меняются несущественно.

В качестве условий воспламенения принимались [92]:

1. Тепло, выделяемое в результате химической реакции окисления паров горючего в воздухе, больше тепла, передаваемого от частицы в парогазовую смесь.
2. Температура парогазовой смеси превышает начальную температуру частицы.

Математическая модель тепломассопереноса при зажигании парогазовой смеси движущейся разогретой до высоких температур частицей металла в безразмерных переменных включает уравнения (5.1.1) – (5.1.8).

В качестве начальных условий ($\tau=0$) принимались: $\Theta=\Theta_{\text{ч}}$ при $X_1/L < X < X_2/L$, $Y_2/L < Y < Y_3/L$; $\Theta=\Theta_0$ при $0 < X < H/L$, $0 < Y < Y_1/L$; $\Omega=0$, $\Psi=0$, $C_{\text{г}}=0$, $C_{\text{в}}=C_{\text{в}0}$, $\Theta=\Theta_{\text{а}}$ при $0 < X < H/L$, $Y_1/L < Y < Y_2/L$; $0 < X < X_1/L$, $X_2/L < X < H/L$, $Y_2/L < Y < Y_3/L$, $0 < X < H/L$, $Y_3/L < Y < 1$. Здесь $\Theta_{\text{ч}}$ – безразмерная начальная температура частицы; Θ_0 – безразмерная начальная температура жидкости; $C_{\text{в}0}$ – начальная массовая концентрация паров воды в воздухе; $\Theta_{\text{а}}$ – безразмерная начальная температура воздуха.

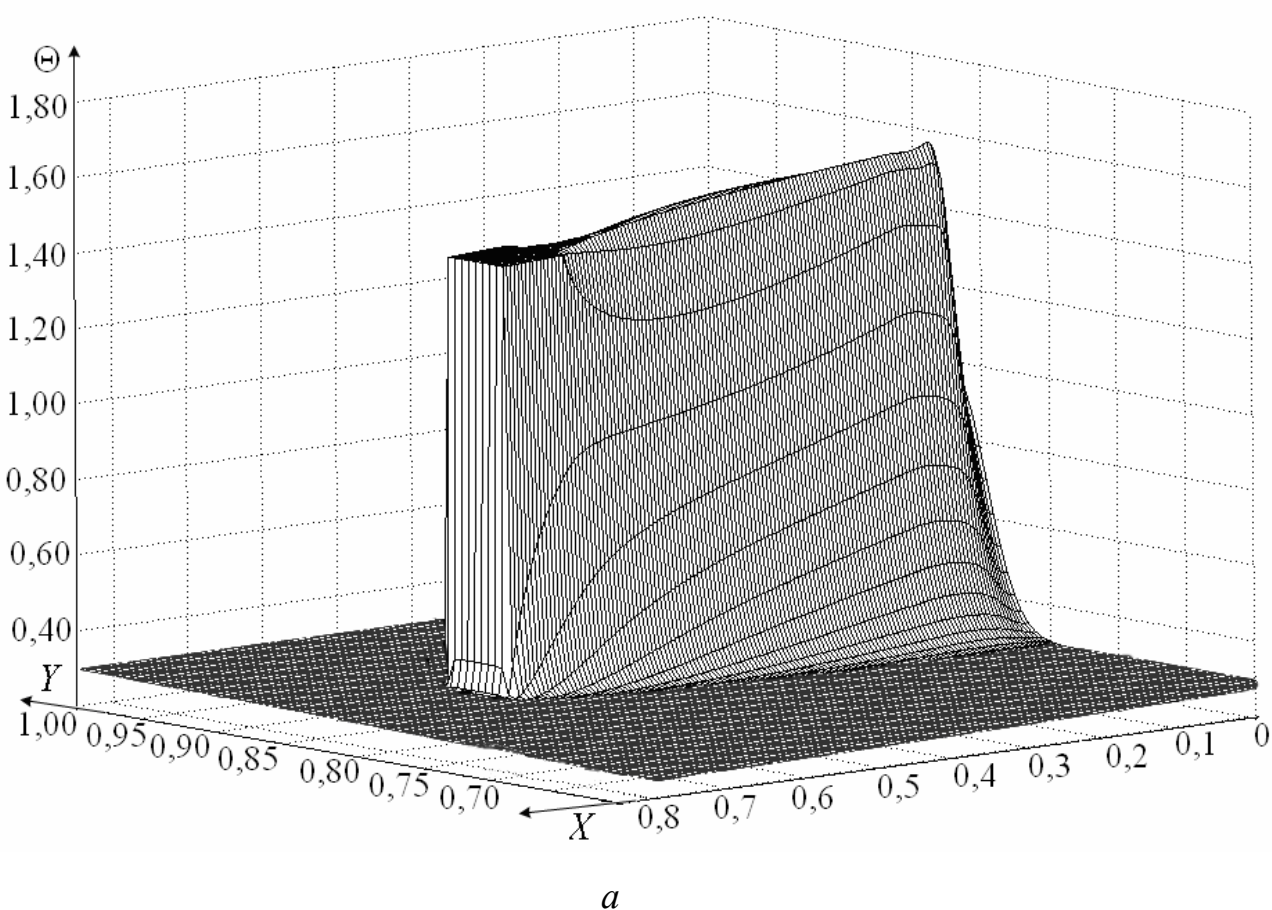
В качестве граничных условий ($0 < \tau < \tau_3$) принимались: на границах «частица – парогазовая смесь» ($X=X_1/L$, $Y_2/L < Y < Y_3/L$; $X=X_2/L$, $Y_2/L < Y < Y_3/L$; $X_1/L < X < X_2/L$, $Y=Y_2/L$; $X_1/L < X < X_2/L$, $Y=Y_3/L$) граничные условия IV рода для уравнений энергии и теплопроводности, условие равенства нулю градиентов соответствующих функций – для уравнений диффузии, движения, Пуассона; на границе «парогазовая смесь – жидкость» ($Y=Y_1/L$, $0 < X < H/L$) для уравнения энергии задавались граничные условия IV рода с учетом испарения жидкости, для уравнений диффузии, движения, Пуассона задавались граничные условия второго рода; на границах $X=0$, $0 < Y < 1$; $X=H/L$, $0 < Y < 1$; $0 < X < H/L$, $Y=0$; $0 < X < H/L$, $Y=1$ для всех уравнений принималось условие равенства нулю градиентов соответствующих функций.

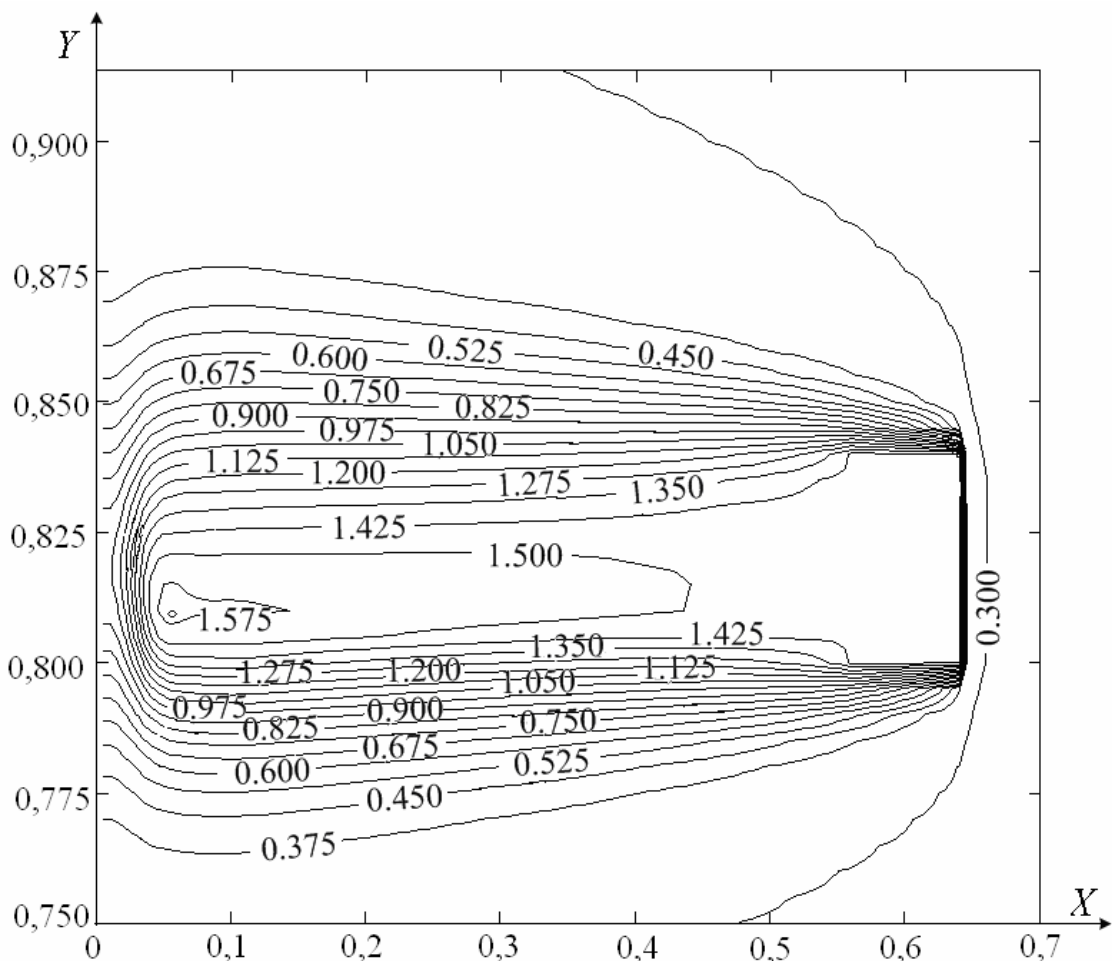
Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались: L – характерный размер области решения, м; $V_{\text{м}}$ – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкости, м/с; $t_{\text{м}}$ – масштаб времени, с; $T_{\text{м}}$ – масштаб температуры, К.

Для повышения точности и уменьшения объёма вычислений использовался неравномерный шаг по времени (от $1 \cdot 10^{-4}$ с до $1 \cdot 10^{-6}$ с). Вычисления проводились на трансформирующейся пространственной сетке. Для анализа процесса взаимодействия движущейся частицы с парогазовой смесью выбиралась область размерами $L=50 \cdot 10^{-3}$ м, $H=1$ м. Данная область делилась на более мелкие области конечных размеров ($H=L=50 \cdot 10^{-3}$ м), для вычисления внутри которых применялись нерегулярные координатные сетки (от 200 до 400 узлов по каждой из координат).

Численные исследования процессов тепломассопереноса в рассматриваемой системе (рис. 5.3.1) выполнены при следующих значениях параметров [117, 143–148]: $\Theta_0=0,3$, $\Theta_{\text{ч}}=1,5$, $\Theta_{\text{а}}=0,308$, $C_{\text{в}0}=0$, $L_{\text{пж}}=0,4$, $Q_0=45$ МДж/кг, $E=130$ кДж/моль, $k_0=7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\Theta_{\text{к}}=1,4$, $Q_{\text{к}}=205$ кДж/кг, $U_{\text{ч}}=0,5$ м/с, $L_{\text{ч}}=0,04$, $H_{\text{ч}}=0,08$. Теплофизические характеристики жидкого бензина и его паров, стальной частицы, воздуха и паров воды в зависимости от температуры приведены в [117, 146, 147].

На рисунке 5.3.2 показаны температурное поле и изотермы в рассматриваемой системе в момент воспламенения.





б

Рисунок 5.3.2. Температурное поле (а) и изотермы (б) системы «частица – горячая жидкость – парогазовая смесь» в момент воспламенения ($\tau_3=0,054$) при $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $U_q=0,5$ м/с, $L_{пж}=0,4$, $\Theta_a=0,308$, $C_{в0}=0$

Установлено, что зона локализации ведущей химической реакции окисления располагается не в непосредственной близости от источника нагрева, как можно было предположить, а удалена от него. Полученный результат обусловлен движением горячей частицы. Достаточные для воспламенения значения температуры смеси и концентрации в ней паров горючего достигаются через определенный интервал времени после контакта частицы с парогазовой смесью. Вследствие относительно высокой скорости частицы за этот интервал времени источник удаляется от зоны воспламенения.

На рисунке 5.3.2, б видно, что изотермы представляют несимметричные линии относительно траектории движения источника нагрева. Это вызвано неравномерным распределением концентрации паров горючего в парогазовой смеси к моменту попадания в нее частицы. По этой причине зона воспламенения смещена к границе испарения жидкости относительно траектории движения источника энергии. Очевидно, что в случае более высоких концентраций паров горючего в смеси зона воспламенения будет располагаться вблизи нижней грани частицы.

Следует отметить снижение температуры источника нагрева за счет теплообмена с парогазовой смесью (рис. 5.3.2). Очевидно, что в случае высоких скоростей частицы ($U_{\text{ч}} > 1$ м/с) падение температур будет более масштабным. В таких условиях частица быстро остывает, парогазовая смесь не успевает нагреться до критических температур. Как следствие, резко снижается вероятность воспламенения.

На рисунке 5.3.3 приведена зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры движущегося источника энергии.

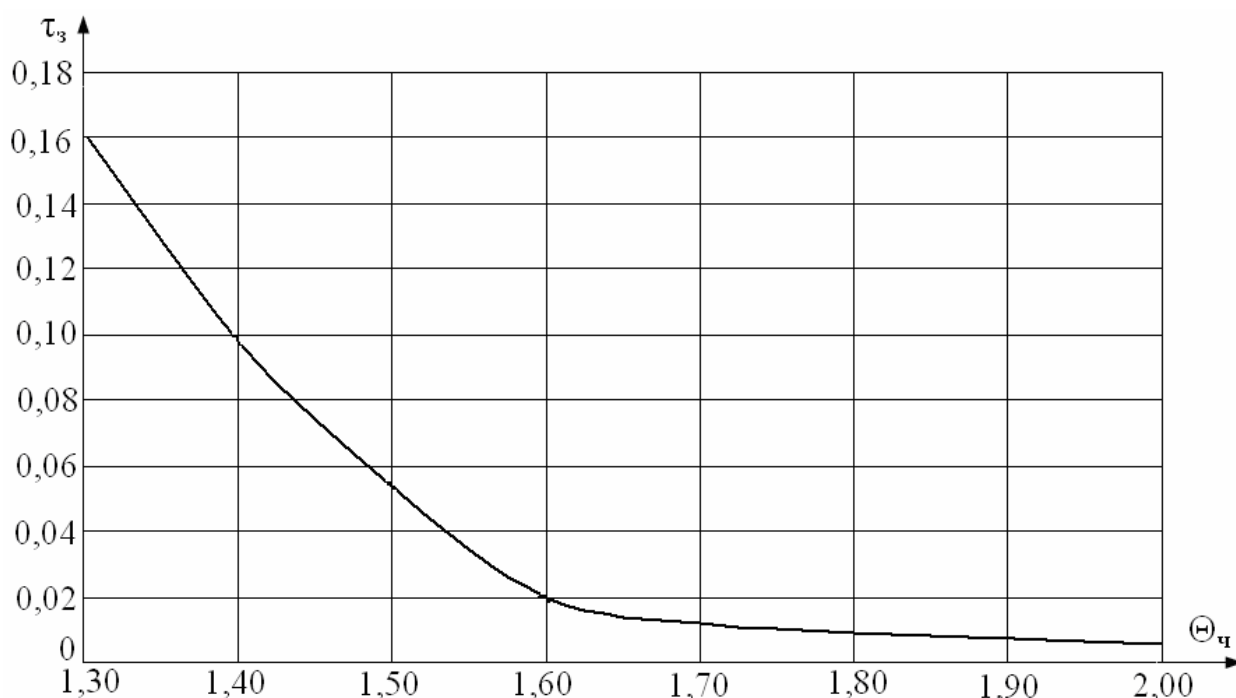


Рисунок 5.3.3. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры частицы при $L_{\text{ч}}=0,04$, $H_{\text{ч}}=0,08$, $U_{\text{ч}}=0,5$ м/с, $L_{\text{пж}}=0,4$, $\Theta_{\text{а}}=0,308$, $C_{\text{в0}}=0$

Следует отметить немонотонное увеличение значений времен задержки зажигания с понижением $\Theta_{\text{ч}}$. Если $\Theta_{\text{ч}} \geq 1,5$, то условия воспламенения реализуются при значительно меньших τ_3 по сравнению с $\Theta_{\text{ч}} < 1,5$. Полученный результат можно объяснить дополнительным выделением энергии за счет кристаллизации источника нагрева при температурах $\Theta_{\text{ч}} \geq \Theta_{\text{к}}$.

Численный анализ установил, что при увеличении начальной температуры источника нагрева относительно $\Theta_{\text{ч}} = 1,5$ зона локализации ведущей химической реакции окисления располагается в непосредственной близости от боковой грани (задней по направлению движения) частицы. Однако, при $\Theta_{\text{ч}} > 2$ зона воспламенения смеси формируется вблизи боковой грани частицы со стороны движения источника нагрева.

На теплосодержание источника энергии также существенным образом влияют его размеры. На рисунках 5.3.4, 5.3.5 приведены зависимости времен задержки зажигания от характерных размеров частицы.

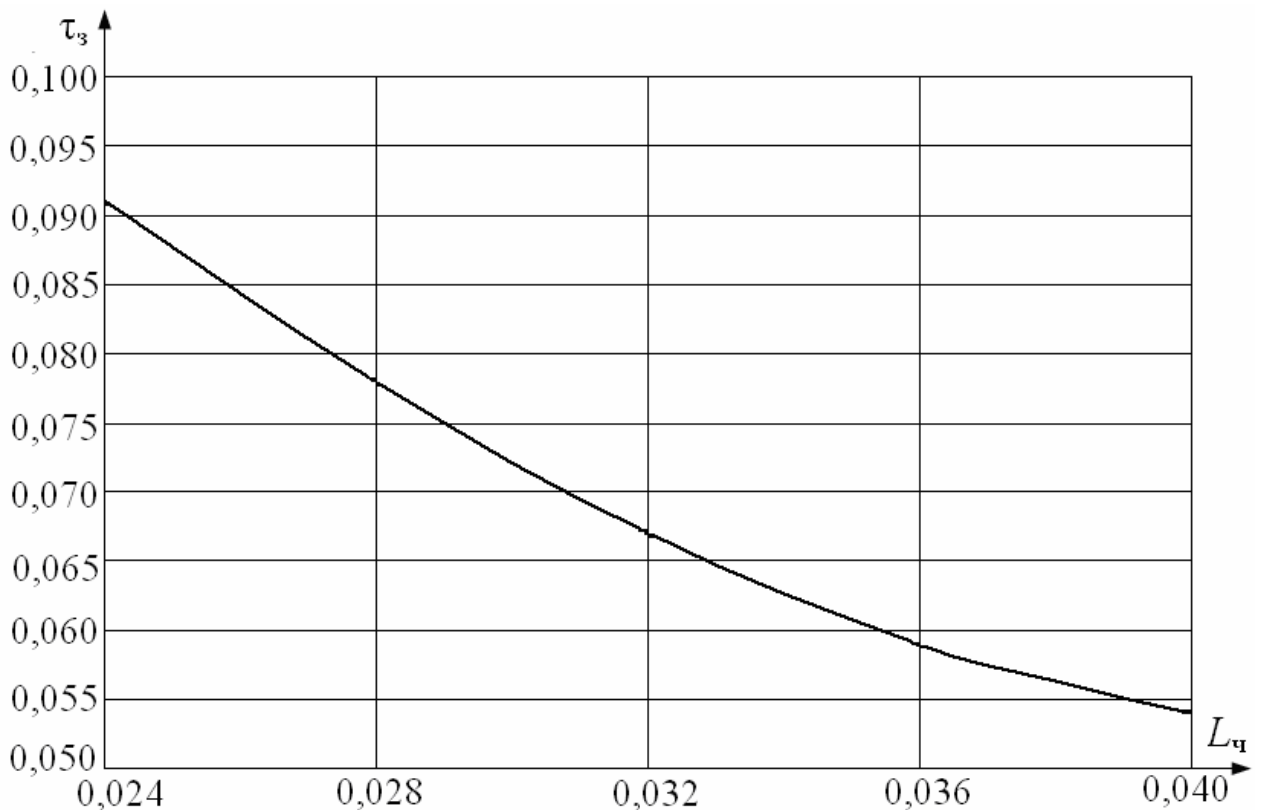


Рисунок 5.3.4. Зависимость времени задержки зажигания от $L_{\text{ч}}$ при $\Theta_{\text{ч}} = 1,5$, $H_{\text{ч}} = 0,08$, $U_{\text{ч}} = 0,5$ м/с, $L_{\text{пж}} = 0,4$, $\Theta_{\text{а}} = 0,308$, $C_{\text{в0}} = 0$

Видно, что изменение L_q более масштабно влияет на инерционность исследуемого процесса, чем H_q . Полученный результат объясняется спецификой исследуемого процесса. При увеличении L_q повышается площадь сопротивления движению источника нагрева. Это приводит к увеличению количества разогретых паровых потоков, формирующихся вблизи боковой грани частицы (со стороны движения). При увеличении H_q рассматриваемый эффект проявляется менее отчетливо.

На рисунке 5.3.6 приведена зависимость времени задержки зажигания от скорости движения источника нагрева. Анализ полученной зависимости позволяет сделать вывод о том, что условия воспламенения реализуются для достаточно широкого диапазона изменения скоростей движения источника тепла. Следует отметить неравномерное увеличение τ_3 с повышением скорости U_q . Видно, что при $U_q > 0,5$ время задержки зажигания резко увеличиваются, а при $U_q > 0,7$ условия воспламенения не реализуются. Это обусловлено увеличением скорости остывания источника нагрева.

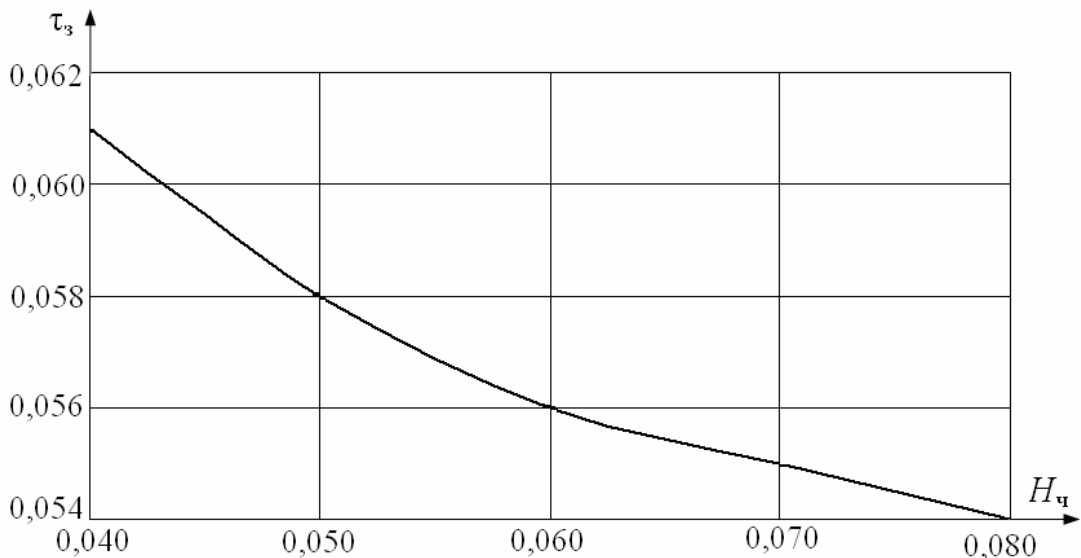


Рисунок 5.3.5. Зависимость времени задержки зажигания от H_q при $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $U_q=0,5$ м/с, $L_{пж}=0,4$, $\Theta_a=0,308$, $C_{в0}=0$

Известно [102], что металлические частицы, образующиеся при резке и сварке различных конструкций, в процессе движения и теплообмена с воздухом в течение 2÷4 секунд остывают на 150÷300 К. Можно заключить,

что полученные в результате моделирования результаты качественно хорошо соответствуют данным экспериментов [102].

Установлено, что условия воспламенения в рассматриваемой системе реализуются при движении частицы на различных расстояниях от границы испарения (рис. 5.3.7). При этом с возрастанием теплосодержания частицы и уменьшением скорости ее движения минимальное расстояние $L_{пж}$, при котором зажигание возможно, существенно увеличивается.

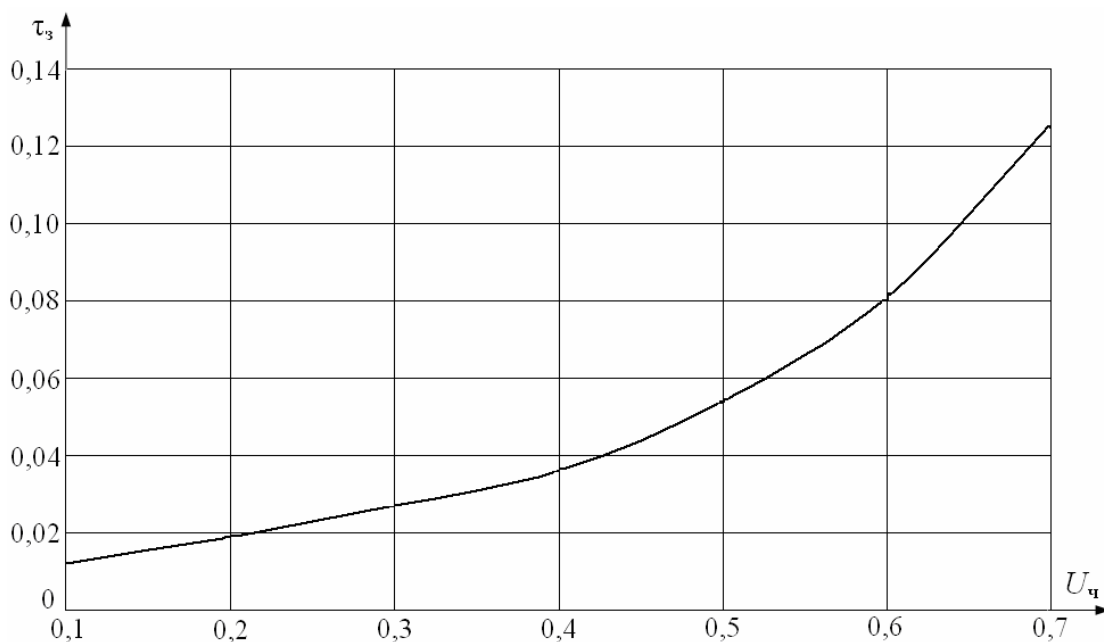


Рисунок 5.3.6. Зависимость времени задержки зажигания от скорости движения частицы при $\Theta_{ч}=1,5$, $L_{ч}=0,04$, $H_{ч}=0,08$, $L_{пж}=0,4$, $\Theta_{а}=0,308$, $C_{в0}=0$

Численный анализ исследуемых процессов тепломассопереноса выполнен для парогазовой смеси, сформированной через 5 секунд с момента начала испарения горючей жидкости при определенной температуре окружающего воздуха $\Theta_{а}$. Очевидно, что от интенсивности процесса испарения жидкости существенным образом зависит распределение концентраций горючего в воздухе и, как следствие, инерционность последующего процесса зажигания. Исследовано влияние температуры воздуха, при которой подготавливалась смесь в течение 5 секунд, на значения τ_z (рис. 5.3.8). Видно, что минимальной температурой окружающего воздуха, при которой реализуются условия воспламенения, является

$\Theta_a=0,283$. Это обусловлено снижением интенсивности испарения горючей жидкости при такой температуре внешней среды.

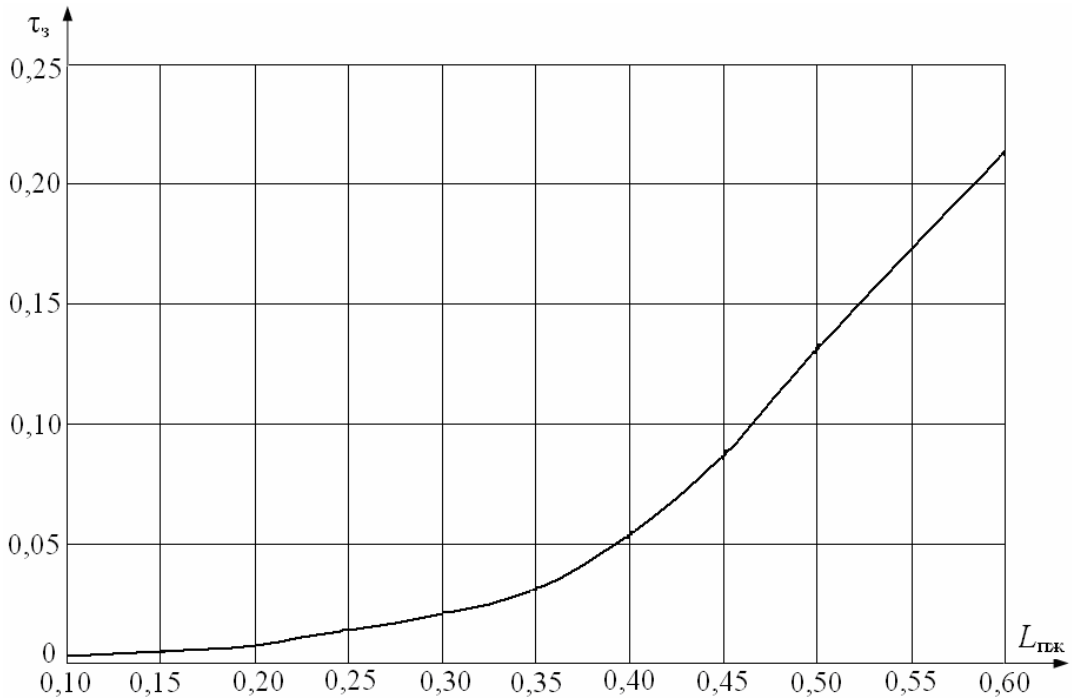


Рисунок 5.3.7. Зависимость времени задержки зажигания от величины расстояния между частицей и поверхностью жидкости при $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $U_q=0,5$ м/с, $\Theta_a=0,308$, $C_{в0}=0$

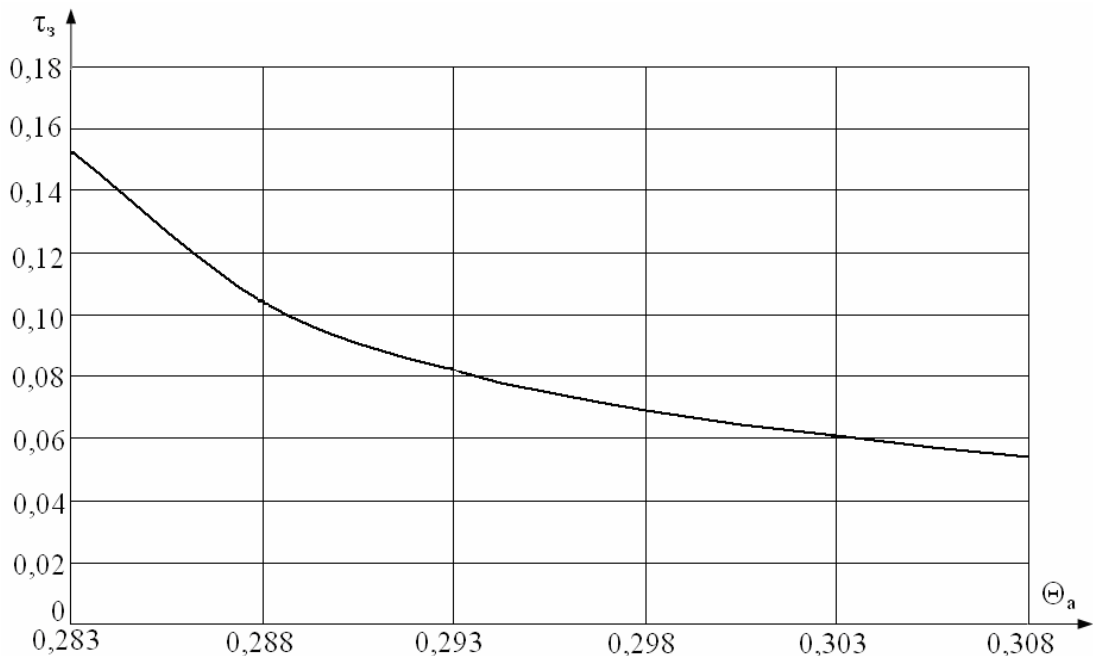


Рисунок 5.3.8. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры окружающего воздуха при $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $U_q=0,5$ м/с, $L_{пж}=0,4$, $C_{в0}=0$

Установлено, что при увеличении времени подготовки парогазовой смеси относительно 5 секунд, значения τ_3 уменьшаются. Поэтому полученные значения τ_3 являются верхними оценками реальных времен задержки зажигания.

5.4 Зажигание парогазовой смеси разогретой частицей, движущейся по криволинейной траектории относительно границы испарения жидкого вещества

При теоретическом исследовании комплекса процессов тепломассопереноса рассматривалась система «парогазовая смесь – движущаяся «горячая» частица – горючая жидкость» (рис. 5.4.1). Источник тепла представлял собой частицу расплава металла (стали), покрытого оболочкой закристаллизовавшегося вещества. Исследования выполнены для смеси воздуха с парами горючего, поступающими с поверхности пленки типичного жидкого топлива (бензина), разлитого по поверхности твердого тела [219, 220].

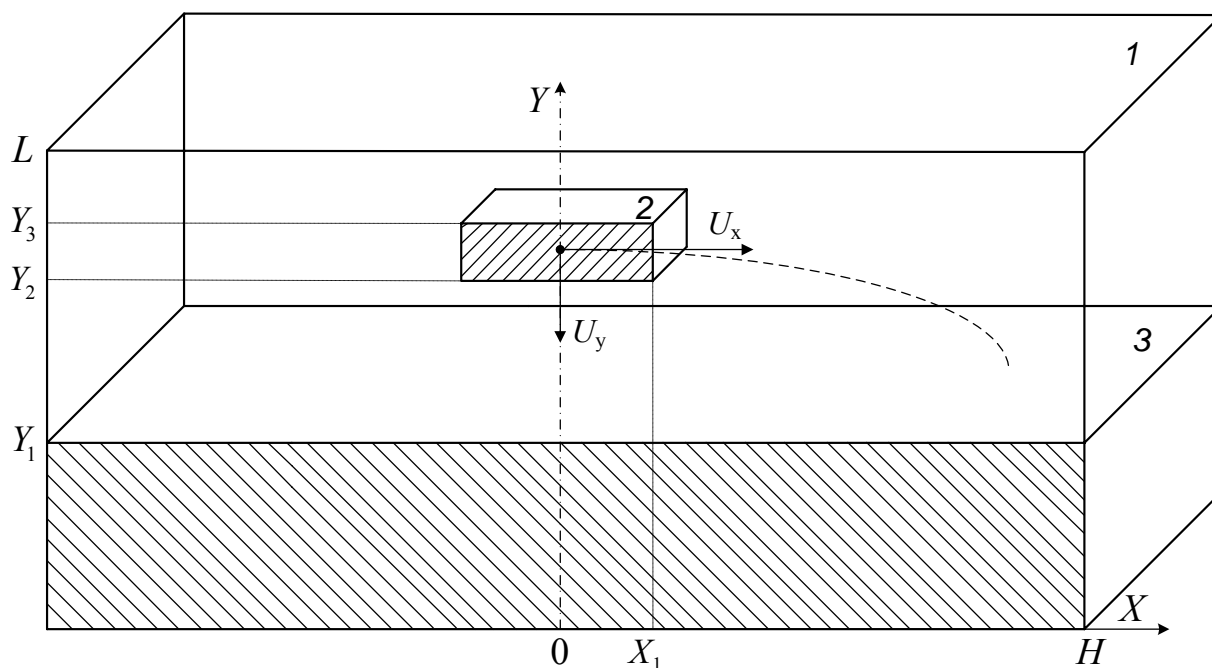


Рисунок 5.4.1. Схема области решения задачи: 1 – парогазовая смесь, 2 – частица, 3 – жидкость

Последовательность стадий исследуемого процесса принималась аналогичной предыдущей задаче. При теоретическом исследовании в жидкости и воздухе выделялись области, существенно превышающие размеры источника нагрева ($H=L=50\cdot 10^{-3}$ м). Частица моделировалась в форме параллелепипеда малых размеров ($h_{\text{ч}}=4\cdot 10^{-3}$ м, $l_{\text{ч}}=2\cdot 10^{-3}$ м).

Принятые допущения соответствуют описанным в п. 5.3 за исключением траектории движения источника ограниченной энергоемкости относительно поверхности жидкости.

Математическая модель процессов тепломассопереноса при зажигании парогазовой смеси движущейся по криволинейно траектории частицей в безразмерных переменных включает уравнения (5.1.1) – (5.1.8).

В качестве начальных условий ($\tau=0$) принимались: $\Theta=\Theta_{\text{ч}}$ при $X_1/H < X < X_2/H$, $Y_2/L < Y < Y_3/L$; $\Theta=\Theta_0$ при $0 < X < 1$, $0 < Y < Y_1/L$; $\Omega=0$, $\Psi=0$, $C_{\text{г}}=0$, $C_{\text{в}}=C_{\text{в}0}$, $\Theta=\Theta_{\text{а}}$ при $0 < X < 1$, $Y_1/L < Y < Y_2/L$; $0 < X < X_1/H$, $X_2/H < X < 1$, $Y_2/L < Y < Y_3/L$, $0 < X < 1$, $Y_3/L < Y < 1$. Здесь $\Theta_{\text{ч}}$ – безразмерная начальная температура частицы; Θ_0 – безразмерная начальная температура жидкости; $C_{\text{в}0}$ – начальная массовая концентрация паров воды в воздухе; $\Theta_{\text{а}}$ – безразмерная начальная температура воздуха.

В качестве граничных условий ($0 < \tau < \tau_3$) принимались: на границах «частица – парогазовая смесь» ($X=X_1/H$, $Y_2/L < Y < Y_3/L$; $X=X_2/H$, $Y_2/L < Y < Y_3/L$; $X_1/H < X < X_2/H$, $Y=Y_2/L$; $X_1/H < X < X_2/H$, $Y=Y_3/L$) граничные условия IV рода для уравнений энергии и теплопроводности, условие равенства нулю градиентов соответствующих функций – для уравнений диффузии, движения, Пуассона; на границе «парогазовая смесь – жидкость» ($Y=Y_1/L$, $0 < X < 1$) для уравнения энергии задавались граничные условия IV рода с учетом испарения жидкости, для уравнений диффузии, движения, Пуассона задавались граничные условия второго рода; на границах $X=0$, $0 < Y < 1$; $X=1$, $0 < Y < 1$; $0 < X < 1$, $Y=0$; $0 < X < 1$, $Y=1$ для всех уравнений принималось условие равенства нулю градиентов соответствующих функций.

Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались: L – характерный размер области решения, м; V_M – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкости, м/с; t_M – масштаб времени, с; T_M – масштаб температуры, К.

Составляющие скорости движения частицы вдоль осей x и y определялись из следующих уравнений:

$$U_x = U_{x0} + at,$$

$$U_y = U_{y0} + gt = gt.$$

Текущие координаты движущегося источника нагрева вычислялись из уравнений равноускоренного движения вида:

$$X_{ч} = X_{ч0} + U_{x0}t + \frac{at^2}{2},$$

$$Y_{ч} = Y_{ч0} - \frac{gt^2}{2}.$$

Численные исследования выполнены при следующих значениях параметров [117, 143–148]: $\Theta_0=0,3$, $\Theta_{ч}=1,5$, $L_{ч}=0,04$, $H_{ч}=0,08$, $\Theta_a=0,308$, $C_{в0}=0$, $L_{пж}=0,4$, $Q_0=45$ МДж/кг, $E=130$ кДж/моль, $k_0=7 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\Theta_k=1,4$, $Q_k=205$ кДж/кг, $U_{x0}=0,5$ м/с, $a=1$ м/с², $g=9,8$ м/с². Теплофизические характеристики бензина и его паров, стальной частицы, воздуха и паров воды в зависимости от температуры приведены в [117, 146, 147].

На рисунке 5.4.2 показаны изотермы для рассматриваемой системы в момент воспламенения. Градиенты температур достигают максимальных значений не вблизи «горячей» частицы, как можно было предположить, а на определенном расстоянии от нее. Полученный результат не противоречит основным положениям общей теории теплообмена [126] и обусловлен движением источника ограниченной энергоемкости в парогазовой смеси. В условиях неподвижного источника нагрева рассматриваемый эффект трудно установить. Однако, при рассмотрении возможных траекторий и скоростей движения источника нагрева можно сделать вывод, что характер движения

«горячей» частицы существенно сказывается как на инерционности процесса зажигания, так и на расположении зоны воспламенения в газовой области.

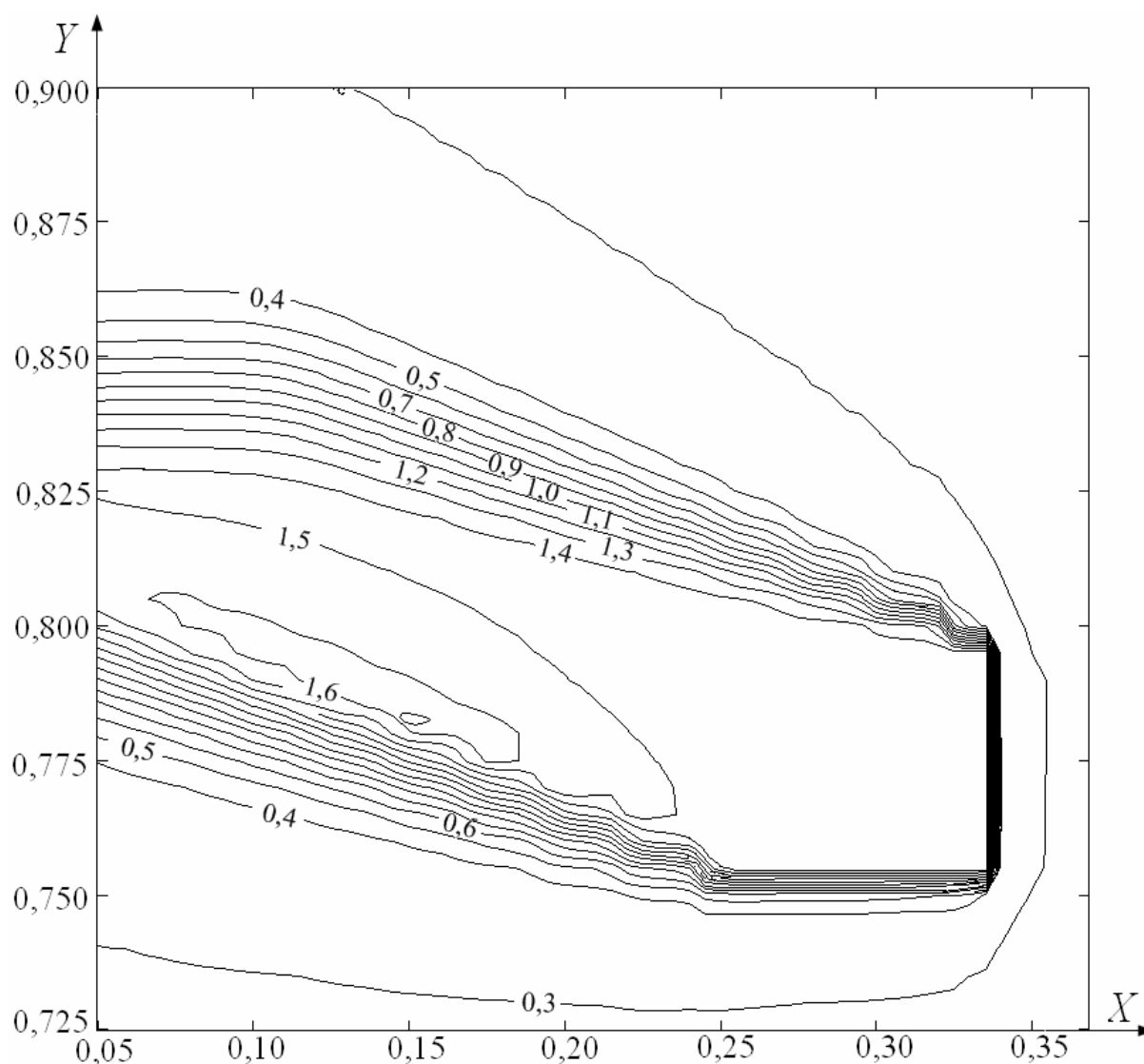


Рисунок 5.4.2. Изотермы (Θ) системы «парогазовая смесь – частица – жидкость» в момент воспламенения ($\tau_z=0,023$) при $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $U_{x0}=0,5$ м/с, $a=1$ м/с², $L_{пж}=0,4$, $\Theta_a=0,308$, $C_{в0}=0$

Анализ полученных изотерм (рис. 5.4.2) показывает, что зона локализации ведущей химической реакции окисления смещена к границе испарения жидкости относительно траектории движения источника. Это смещение вызвано неравномерным распределением концентрации паров горючего в парогазовой смеси к моменту попадания в нее «горячей»

частицы. У поверхности испаряющейся жидкости концентрация паров горючего максимальна и уменьшается по мере удаления от нее.

На рисунке 5.4.2 видно снижение температуры источника нагрева за счет теплообмена с парогазовой смесью. Очевидно, что в случае высоких скоростей частицы ($U_{x0} > 1$ м/с) падение температур будет более масштабным. В таких условиях частица быстро остывает и осаждается на поверхность жидкости, парогазовая смесь не успевает нагреться до критических температур и, как следствие, резко снижается вероятность зажигания.

На рисунке 5.4.3 приведена зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры источника тепла $\Theta_{\text{ч}}$.

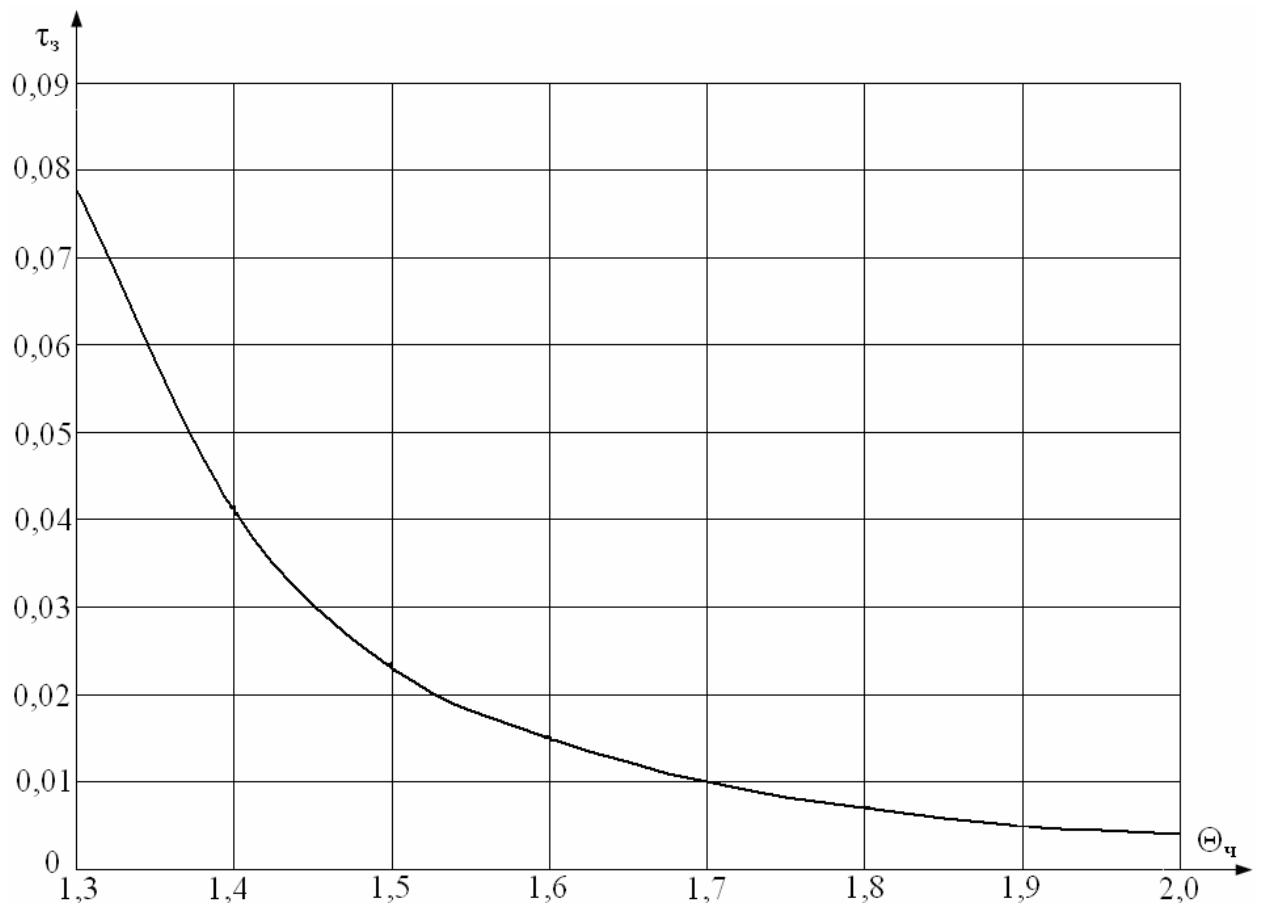


Рисунок 5.4.3. Зависимость времени задержки зажигания от $\Theta_{\text{ч}}$ при $L_{\text{ч}}=0,04$, $H_{\text{ч}}=0,08$, $U_{x0}=0,5$ м/с, $a=1$ м/с², $L_{\text{пж}}=0,4$, $\Theta_{\text{а}}=0,308$, $C_{\text{в0}}=0$

Как и в случае процессов зажигания неподвижными источниками нагрева (п. 5.1) при снижении $\Theta_{\text{ч}}$ увеличивается инерционность процесса

(рис. 5.4.3). Однако, в отличие от результатов, приведенных в п. 5.1, где исследования выполнялись для проволочек с температурами меньше температур плавления их материала, установлен немонотонный характер изменения τ_3 при $\Theta_q \geq \Theta_k$. Если $\Theta_q \geq 1,5$, то условия воспламенения реализуются при значительно меньших τ_3 по сравнению с $\Theta_q < 1,5$. Полученный результат можно объяснить дополнительным выделением энергии за счет кристаллизации источника нагрева при температурах $\Theta_q \geq \Theta_k$.

Так как модель исследуемого процесса при достаточно малых скоростях движения источника нагрева в парогазовой смеси близка к модели зажигания движущейся газовой смеси неподвижным раскаленным телом, то целесообразно сравнить полученные задержки зажигания с известными результатами теоретических исследований таких процессов [221, 222].

В известных работах по зажиганию газовых смесей горячим телом [221, 222] приведена формула для определения периода индукции следующего вида:

$$t_a = \frac{RT_m^2 C}{EQ_o k_0} \exp\left(\frac{E}{RT_n}\right), \quad (5.4.1)$$

где T_m – температура источника нагрева; К; T_n – температура смеси, при которой химическая реакция окисления наиболее существенна, К; C – удельная теплоёмкость парогазовой смеси при температуре T_n , Дж/(кг·К).

Авторы [221, 222] считают, что температура смеси, при которой химическая реакция окисления наиболее существенна, близка к температуре источника нагрева. Поэтому принималось условие $T_n = T_m$.

Определим времена задержки воспламенения парогазовой смеси τ_a в зависимости от температуры источника энергии – разогретой частицы, используя формулу (5.4.1). В рассматриваемой постановке $T_m = T_q$. Для сравнения времен задержки воспламенения, вычисленных на базе разработанной модели (рис. 5.4.1) и рассчитанных по формуле (5.4.1), в таблице 5.4.1 приведены зависимости τ_3 и τ_a от Θ_q . При этом τ_a – безразмерный аналог t_a .

Таблица 5.4.1. Времена задержки воспламенения в зависимости от начальной температуры источника нагрева

$\Theta_{\text{ч}}$	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8
τ_3	0,0721	0,0352	0,0141	0,0093	0,0082	0,00749
τ_a	0,00013	0,00006	0,00003	0,00002	0,00001	0,000009

Видно, что значения τ_3 и τ_a существенно отличаются. Этот результат можно объяснить несколькими причинами.

Во-первых, в качестве температуры смеси, при которой химическая реакция окисления наиболее существенна (T_n) в [221, 222] рекомендована температура, близкая к температуре раскаленного тела. Однако, для рассматриваемой системы (рис. 5.4.1) температура смеси, при которой ускоряется химическая реакция не превышает и 1000 К. Следует отметить, что при подстановке в формулу (5.4.1) в качестве температуры смеси $T_n=950$ К безразмерное время задержки воспламенения τ_a при $T_m=1500$ К составляет 0,0149. В рамках рассматриваемой модели (рис. 5.4.1) при начальной температуре частицы $\Theta_{\text{ч}}=1,5$ время задержки $\tau_3=0,0141$. Отклонение τ_3 и τ_a не превышает 5,5 %. Эти результаты указывают на значительную роль правильного представления температуры T_n .

Во-вторых, в [221, 222] не учитывался фактор остывания источника нагрева – горячего тела. Как показывает выполненный анализ, роль этого фактора для системы «частица малых размеров – парогазовая смесь» значительна (при понижении $\Theta_{\text{ч}}$). К тому же, в [221, 222] не анализировались масштабы влияния размеров источника нагрева и, как следствие, площади контакта со смесью. В качестве источников нагрева рассматривались массивные нагретые тела. Для модели «частица – парогазовая смесь» (рис. 5.4.1) доля аккумулированной в частице энергии, расходуемой на разогрев смеси, существенно зависит от размеров источника энергии.

В-третьих, при определении инерционности зажигания движущейся газовой смеси покоящимся раскаленным телом состав смеси считался

постоянным [221, 222]. В рассматриваемой системе (рис. 5.4.1) при движении частицы к поверхности испаряющейся жидкости концентрация паров горючего растет. Как следствие, меняется состав смеси. При этом существенную роль играет расстояние от границы испарения жидкости $L_{пж}$, относительно которого частица начинает движение в смеси.

В-четвертых, в формуле (5.4.1) для определения периода индукции не учитывается скорость движения газовой смеси при обтекании раскаленного тела. Очевидно, что этот фактор при снижении температуры источника нагрева становится значимым.

Анализ таблицы 5.4.1 позволяет сделать вывод о том, что при использовании подхода [221, 222] к оценке времени задержки зажигания газовых смесей покоящимся раскаленным телом трудно учесть специфические особенности исследуемого процесса. Если температура T_n много меньше температуры источника нагрева T_m , то формула (5.4.1) приводит к существенному завышению значений τ_a . Температуру T_n следует находить из решения другой задачи.

По данным таблицы 5.4.1 получено аппроксимационное выражение, связывающее безразмерное время задержки зажигания с безразмерной температурой источника нагрева ($1,3 < \Theta_{\text{ч}} < 1,8$), при выбранных характерных размерах ($L_{\text{ч}}=0,04$, $H_{\text{ч}}=0,08$):

$$\tau_3 = 5,188 - 9,172\Theta_{\text{ч}} + 5,411\Theta_{\text{ч}}^2 - 1,063\Theta_{\text{ч}}^3. \quad (5.4.2)$$

В результате выполненного численного анализа установлено изменение положения зоны воспламенения в газовой области относительно движущейся «горячей» частицы при различных температурах $\Theta_{\text{ч}}$. Так, например, при увеличении начальной температуры источника относительно $\Theta_{\text{ч}}=1,5$ зона воспламенения располагается в непосредственной близости от боковой грани (задней по направлению движения) частицы. Однако, при $\Theta_{\text{ч}} > 2$ зона локального возгорания смеси формируется вблизи боковой грани частицы со стороны движения источника нагрева.

На рисунках 5.4.4, 5.4.5 приведены зависимости времен задержки зажигания от характерных размеров источника нагрева.

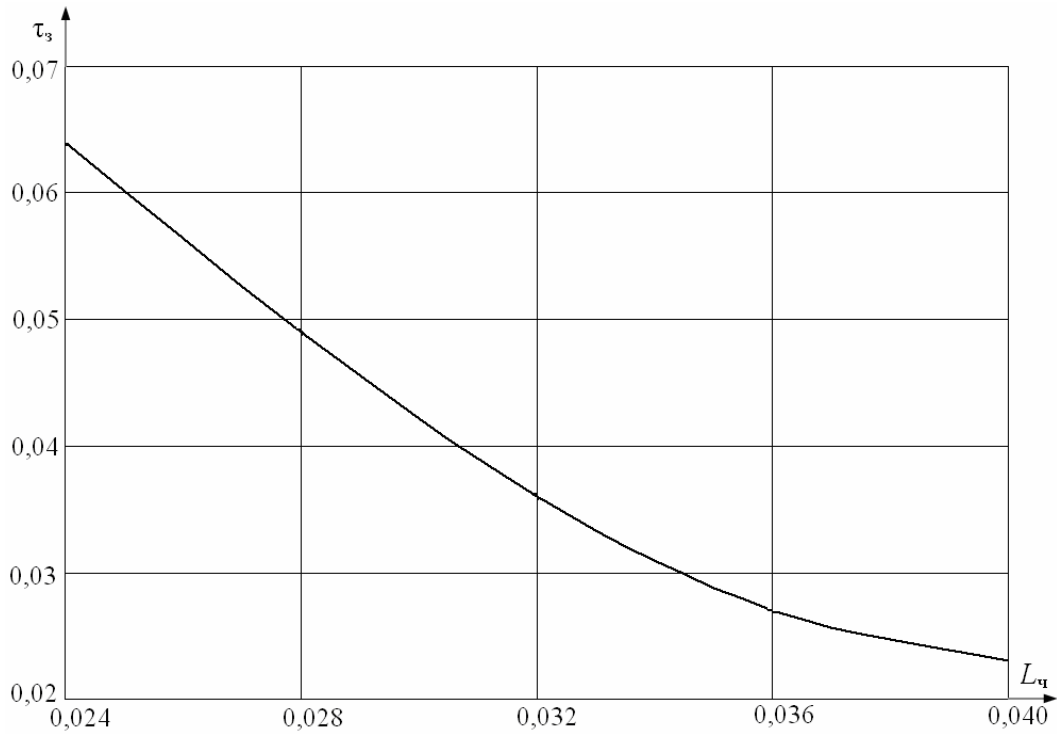


Рисунок 5.4.4. Зависимость времени задержки зажигания от $L_{\text{ч}}$ при $\Theta_{\text{ч}}=1,5$, $H_{\text{ч}}=0,08$, $U_{\text{x0}}=0,5$ м/с, $a=1$ м/с², $L_{\text{пж}}=0,4$, $\Theta_{\text{а}}=0,308$, $C_{\text{в0}}=0$

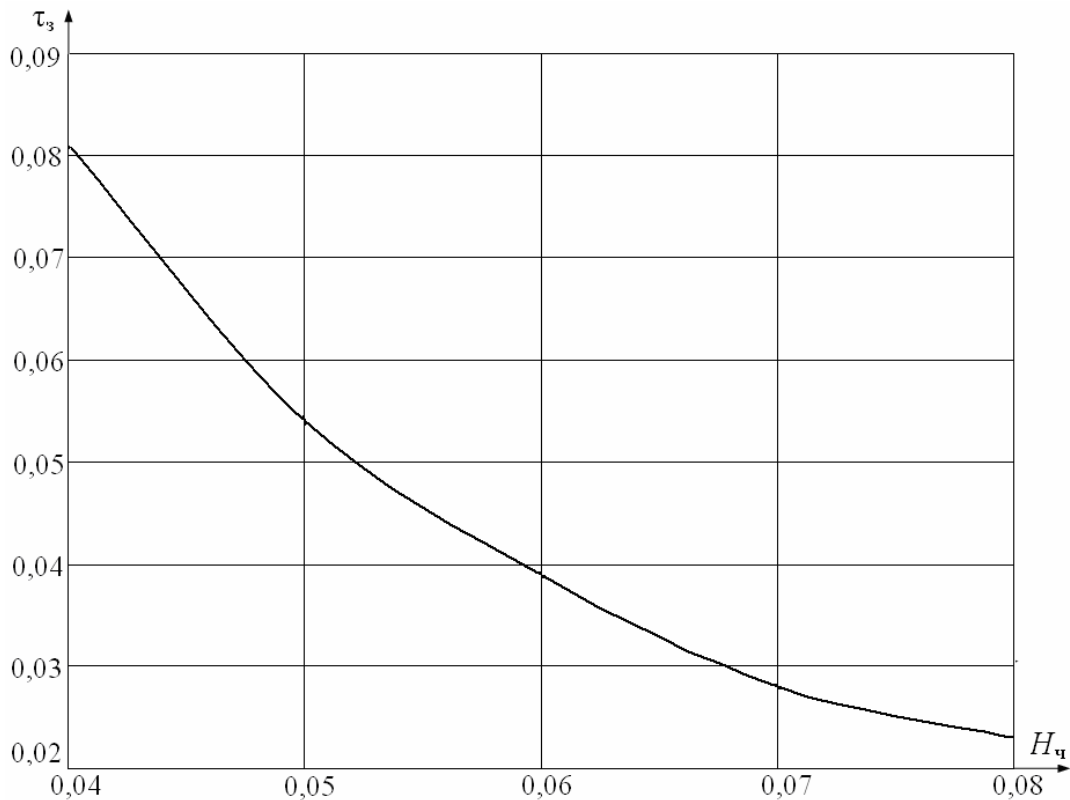


Рисунок 5.4.5. Зависимость времени задержки зажигания от $H_{\text{ч}}$ при $\Theta_{\text{ч}}=1,5$, $L_{\text{ч}}=0,04$, $U_{\text{x0}}=0,5$ м/с, $a=1$ м/с², $L_{\text{пж}}=0,4$, $\Theta_{\text{а}}=0,308$, $C_{\text{в0}}=0$

Видно, что изменение значений L_q и H_q существенно сказывается на значениях τ_3 . При увеличении L_q и H_q повышается площадь контакта частицы с парогазовой смесью. Это приводит к увеличению количества разогретых паровых потоков, формирующихся вблизи боковой (со стороны движения) и нижней граней частицы.

На рисунке 5.4.6 приведена зависимость времени задержки зажигания от начальной скорости движения источника нагрева в направлении оси x . Анализ полученной зависимости позволяет сделать вывод о том, что условия воспламенения реализуются для достаточно широкого интервала изменения скоростей движения источника ограниченной энергоемкости. Следует отметить неравномерное увеличение τ_3 с повышением скорости U_{x0} . При $U_{x0} > 0,3$ время задержки зажигания резко увеличивается, а при $U_{x0} > 0,7$ условия воспламенения не реализуются. Это обусловлено увеличением скорости остывания источника нагрева. Аналогичные зависимости τ_3 от a приведены на рисунке 5.4.7.

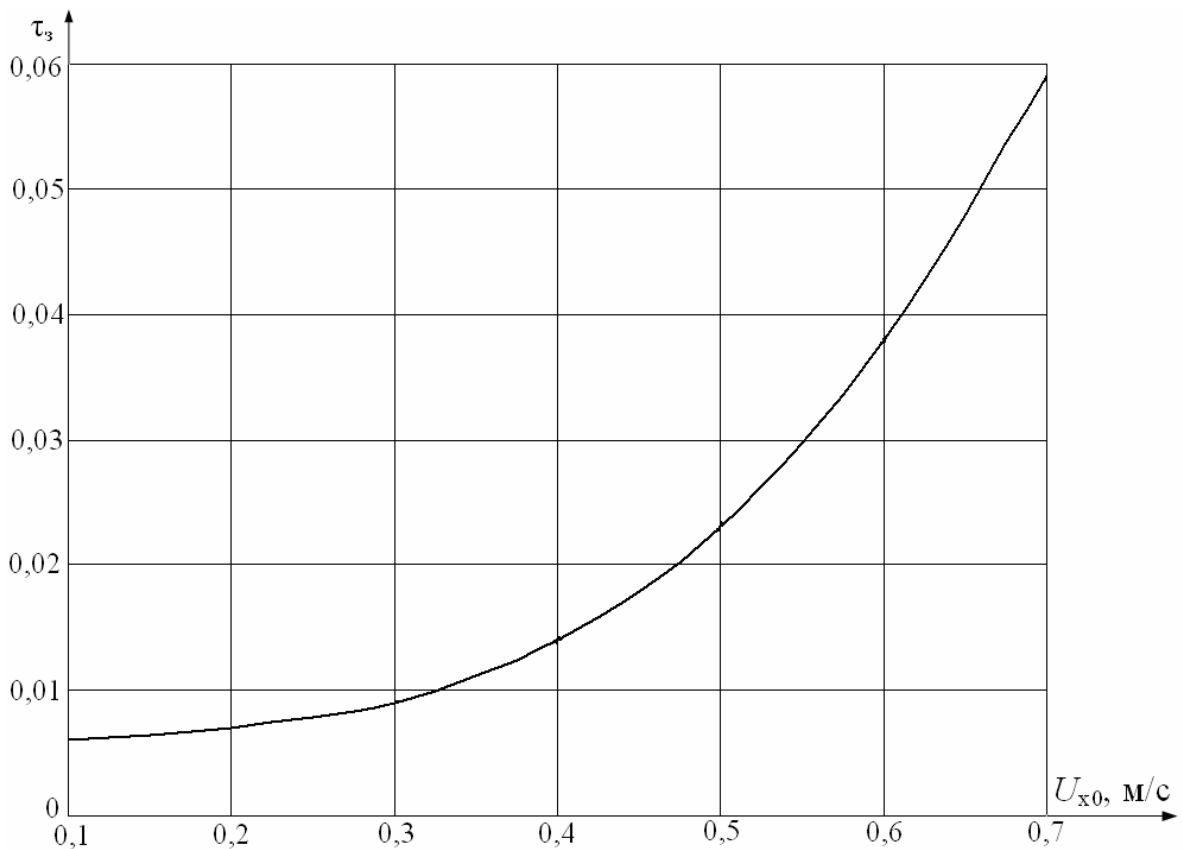


Рисунок 5.4.6. Зависимость времени задержки зажигания от U_{x0} при $a=1$ м/с², $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $L_{пж}=0,4$, $\Theta_a=0,308$, $C_{в0}=0$

Установлено, что условия воспламенения в рассматриваемой системе реализуются при различной удаленности траектории движения частицы относительно границы испарения жидкости $L_{пж}$ (рис. 5.4.8). При этом с увеличением теплосодержания частицы и уменьшением скорости ее движения минимальное расстояние $L_{пж}$, при котором зажигание возможно, существенно увеличивается.

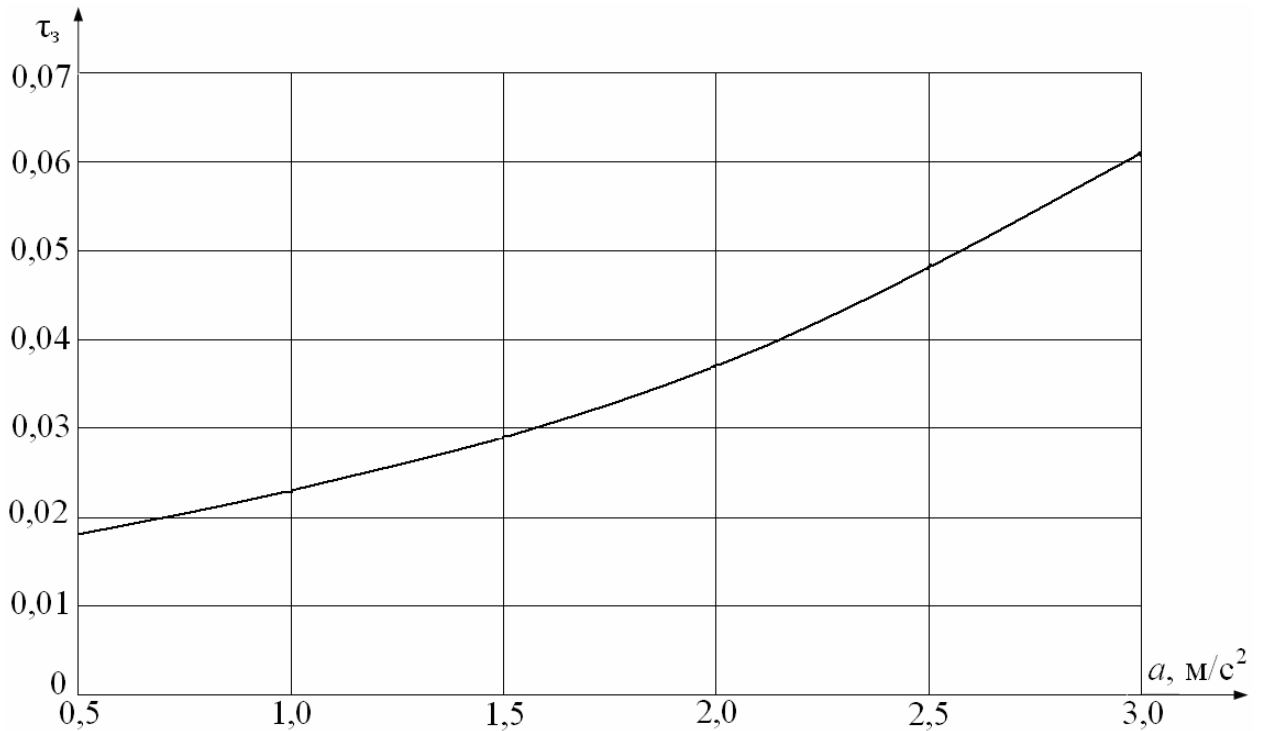


Рисунок 5.4.7. Зависимость времени задержки зажигания от a при $U_{x0}=0,5$ м/с, $\Theta_a=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $L_{пж}=0,4$, $\Theta_a=0,308$, $C_{в0}=0$

Численный анализ процессов тепломассопереноса выполнен для парогазовой смеси, сформированной через 5 секунд с момента начала испарения горючей жидкости при определенной температуре окружающего воздуха Θ_a . Очевидно, что от интенсивности процесса испарения жидкости существенным образом зависит распределение концентраций горючего в воздухе и, как следствие, инерционность последующего процесса зажигания.

Установлено влияние температуры воздуха, при которой подготавливалась смесь в течение 5 секунд, на значения τ_z (рис. 5.4.9). Видно,

что минимальной температурой воздуха, при которой реализуются условия воспламенения, является $\Theta_a=0,283$. Это обусловлено снижением интенсивности испарения горючей жидкости при такой температуре Θ_a .

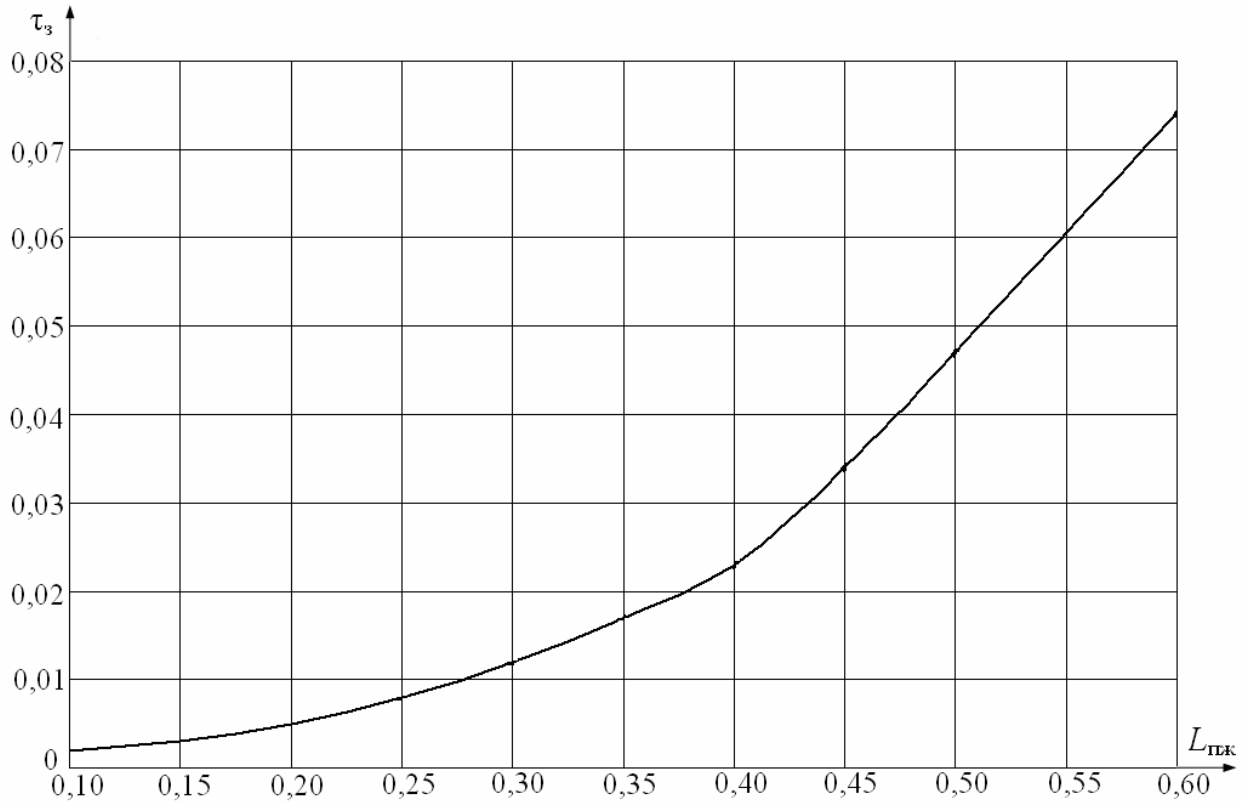


Рисунок 5.4.8. Зависимость времени задержки зажигания от $L_{пж}$ при $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $U_{x0}=0,5$ м/с, $a=1$ м/с², $\Theta_a=0,308$, $C_{в0}=0$

В рассматриваемой системе взаимодействующих веществ приведена постановка задачи зажигания, приближенная к реальным приложениям. Однако, часто на практике локальные возгорания происходят в условиях повышенной влажности воздуха. Для иллюстрации результатов численного исследования влияния этого фактора на инерционность процесса зажигания на рисунке 5.4.10 приведена зависимость τ_z от $C_{в0}$.

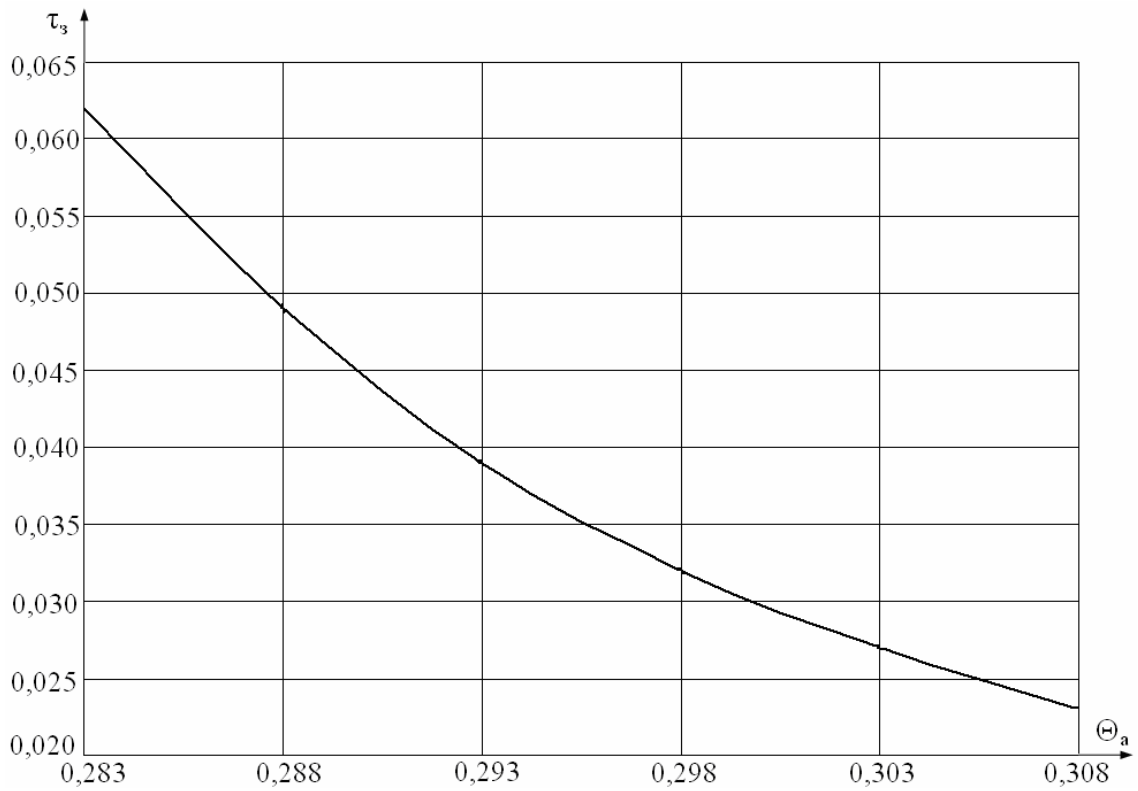


Рисунок 5.4.9. Зависимость времени задержки зажигания от Θ_a при $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $U_{x0}=0,5$ м/с, $a=1$ м/с², $L_{пж}=0,4$, $C_{в0}=0$

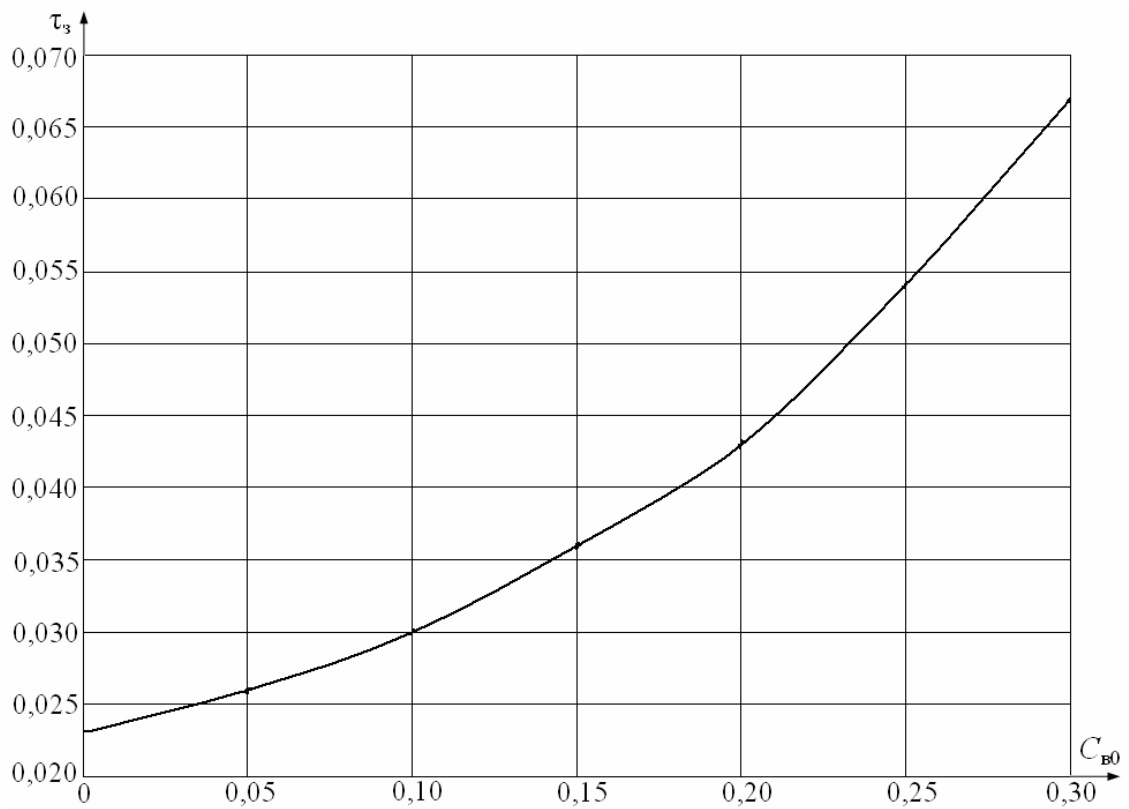


Рисунок 5.4.10. Зависимость времени задержки зажигания от $C_{в0}$ при $\Theta_q=1,5$, $L_q=0,04$, $H_q=0,08$, $U_{x0}=0,5$ м/с, $a=1$ м/с², $L_{пж}=0,4$, $\Theta_a=0,308$

Установлено, что при относительно небольшой влажности воздуха ($C_{в0} \leq 0,1$) времена задержки зажигания несущественно увеличиваются по сравнению с $C_{в0}=0$. При $C_{в0} > 0,1$ время задержки зажигания увеличивается более масштабно относительно величины τ_3 для $C_{в0}=0$. При влажности воздуха $C_{в0}=0,3$ отклонения значений τ_3 от аналогичных параметров при $C_{в0}=0$ превышают 50 %. Установленная закономерность позволяет сделать вывод, что при высокой влажности воздуха ($C_{в0} \geq 0,3$) и относительно низких начальных температурах разогретых частиц ($\Theta_q < 1$) условия воспламенения в рассматриваемой системе (рис. 5.4.1) не будут реализовываться. Однако, при $\Theta_q > 2$ велика вероятность зажигания даже в условиях повышенной влажности воздуха ($C_{в0} \geq 0,5$).

5.5 Зажигание смеси воздуха с парами жидкого горючего вещества сфокусированным потоком излучения

Численный анализ процессов тепломассопереноса при зажигании смеси паров жидкого конденсированного вещества и окислителя сфокусированным потоком излучения проведен [223–230] для системы, приведенной на рисунке 5.5.1.

В качестве жидкого вещества рассмотрено типичное жидкое топливо с наиболее изученными характеристиками – керосин. Локальный источник нагрева представлял сфокусированный поток излучения мощностью p , действующий на участок поверхности пленки жидкости в форме круга радиусом r_1 . Задача тепломассопереноса решена в осесимметричной постановке в безразмерных переменных.

Предполагалось, что в начальный момент времени на пленку жидкого топлива, разлитого на твердой поверхности, направлен поток излучения. За счет энергии потока излучения, действующего непрерывно, жидкость нагревается и испаряется. Пары жидкого топлива смешиваются с окислителем. Формируется парогазовая смесь, которая нагревается за счет

поступления разогретых паров горючего с поверхности жидкости и поглощения энергии излучения. При достижении температуры воспламенения смеси химическая реакция окисления ускоряется и происходит зажигание.

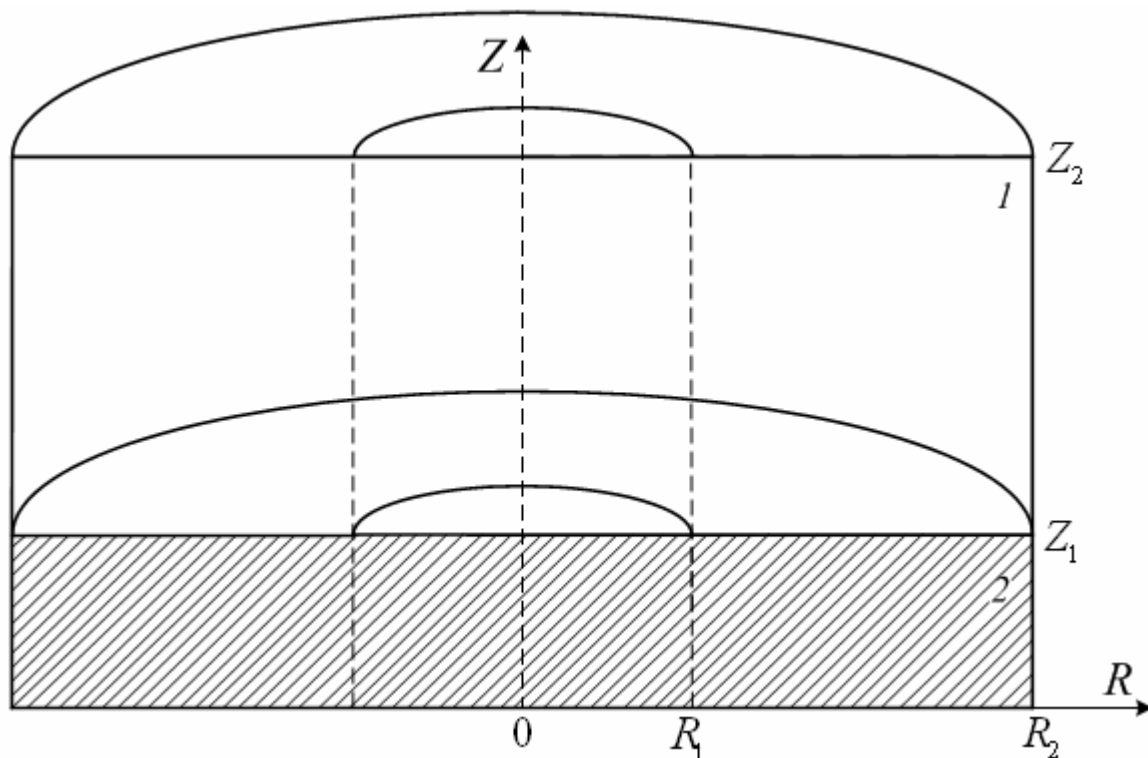


Рисунок 5.5.1 Схема области решения задачи при $0 \leq \tau \leq \tau_3$: 1 – парогазовая смесь, 2 – пленка жидкого конденсированного вещества

При моделировании принималось характерное для современной теории зажигания [92] допущение, связанное с отсутствием возможного выгорания жидкого конденсированного вещества.

Считалось, что зажигание происходит, когда энергия, выделяемая при химическом реагировании паров горючего с окислителем, превышает энергию источника излучения.

Комплекс взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих в системе «жидкое конденсированное вещество – поток излучения – парогазовая смесь» (рис. 5.5.1), в безразмерных переменных при $0 < \tau \leq \tau_3$ описывался следующей системой дифференциальных уравнений:

уравнение Пуассона для парогазовой смеси ($0 < R < R_2, Z_1 < Z < Z_2$):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R\Omega; \quad (5.5.1)$$

уравнение завихренности для парогазовой смеси ($0 < R < R_2, Z_1 < Z < Z_2$):

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \frac{\Omega}{R} = \sqrt{\frac{Pr_1}{Ra_1}} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right] + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}; \quad (5.5.2)$$

уравнение энергии для парогазовой смеси в зоне действия потока излучения ($0 < R < R_1, Z_1 < Z < Z_2$):

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 Pr_1}} \left[\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right] + Sr_{18}; \quad (5.5.3)$$

уравнение энергии для парогазовой смеси вне зоны действия потока излучения ($R_1 < R < R_2, Z_1 < Z < Z_2$):

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 Pr_1}} \left[\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right] + Sr_{19}; \quad (5.5.4)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе ($0 < R < R_2, Z_1 < Z < Z_2$):

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_r}{\partial R} + V \frac{\partial C_r}{\partial Z} = \frac{1}{Sc_{11}} \sqrt{\frac{Pr_{11}}{Ra_{11}}} \left[\frac{\partial^2 C_r}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_r}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Z^2} \right] - Sr_{20}; \quad (5.5.5)$$

уравнение баланса ($0 < R < R_2, Z_1 < Z < Z_2$):

$$C_r + C_o = 1; \quad (5.5.6)$$

уравнение энергии для жидкого топлива в зоне действия потока излучения ($0 < R < R_1, 0 < Z < Z_1$):

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + Sr_{21}; \quad (5.5.7)$$

уравнение энергии для жидкого топлива вне зоны действия потока излучения ($R_1 < R < R_2, 0 < Z < Z_1$):

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}. \quad (5.5.8)$$

Начальные ($\tau=0$) условия:

$$0 < R < R_2, 0 < Z < Z_1: \Theta_2 = \Theta_0;$$

$$0 < R < R_2, Z_1 < Z < Z_2: \Theta_1 = \Theta_0, C_r = 0, C_b = 0, \Omega = 0, \Psi = 0.$$

Граничные условия при $0 < \tau < \tau_3$:

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

$$Z=Z_1, 0 < R < R_1: \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - \frac{z_2}{\Delta T \lambda_2} \left[Q_{\text{и}} W_{\text{и}} - H(Z_1) \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2}\right) \right],$$

$$\Theta_1 = \Theta_2, \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial Z} = -\frac{W_{\text{и}} z_2}{\rho_{11} D_{11}}, \frac{\partial C_{\text{B}}}{\partial Z} = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{U}{R}, -\frac{\partial \Psi}{\partial R} = \frac{V}{R};$$

$$Z=Z_1, R_1 < R < R_2: \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - \frac{z_2}{\Delta T \lambda_2} Q_{\text{и}} W_{\text{и}},$$

$$\Theta_1 = \Theta_2, \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial Z} = -\frac{W_{\text{и}} z_2}{\rho_{11} D_{11}}, \frac{\partial C_{\text{B}}}{\partial Z} = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{U}{R}, -\frac{\partial \Psi}{\partial R} = \frac{V}{R};$$

$$Z=Z_2, 0 < R < R_2: \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{z_2}{\Delta T \lambda_1} H(Z_2) \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2}\right), \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial Z} = 0, \frac{\partial C_{\text{B}}}{\partial Z} = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = 0, \Psi = 0;$$

$$R=0, 0 < Z < Z_1: \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = 0;$$

$$R=0, Z_1 < Z < Z_2: \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} = 0, \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial R} = 0, \frac{\partial C_{\text{B}}}{\partial R} = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial R} = 0, \Psi = 0;$$

$$R=R_2, 0 < Z < Z_1: \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = 0;$$

$$R=R_2, Z_1 < Z < Z_2: \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} = 0, \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial R} = 0, \frac{\partial C_{\text{B}}}{\partial R} = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial R} = 0, \Psi = 0.$$

Здесь Sr_{18} , Sr_{19} , Sr_{20} , Sr_{21} – безразмерные комплексы, характеризующие выделение энергии в результате реакции окисления паров горючего и поглощение потока излучения в газовой и жидкой фазах

$$(Sr_{18} = \frac{z_2}{\rho_1 C_1 \Delta T V_M} \left[Q_0 W_0 + \frac{\partial H(Z)}{\partial Z} \right], \quad Sr_{19} = \frac{Q_0 W_0 z_2}{\rho_1 C_1 \Delta T V_M}, \quad Sr_{20} = \frac{z_2 W_0}{\rho_{11} V_M},$$

$$Sr_{21} = \frac{z_2}{\lambda_2 \Delta T} \frac{\partial H(Z)}{\partial Z}); H(Z) – плотность потока излучения, Вт/м²; H(Z₂) –$$

плотность входящего в парогазовую смесь (при $Z=Z_2$) потока, Вт/м²; индексы:

1 – парогазовая смесь, 2 – жидкое топливо, 11 – пары горючего.

Плотность потока излучения, входящего в парогазовую смесь при $Z=Z_2$, вычислялась по формуле [231]:

$$H(Z_2) = \frac{p}{\pi r_1^2},$$

где p – мощность излучения, Вт; r_1 – радиус зоны действия излучения, м.

Изменение плотности потока в парогазовой смеси при $Z_1 < Z < Z_2$ определялось по закону Бугера-Ламберта-Бера [231]:

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

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

Аналогично определялось изменение плотности потока излучения в жидком веществе при $0 < Z < Z_1$:

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

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

Переход к безразмерным переменным выполнен при следующих масштабных величинах: z_2 – размер области решения ($z_2=0,1$ м); t_m – масштаб времени ($t_m=1$ с); T_m – масштаб температуры ($T_m=1000$ К); V_m – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкого топлива, м/с; p_m – масштаб мощности излучения ($p_m=100$ Вт).

Алгоритм и методы решения системы уравнений (5.5.1) – (5.5.8) с соответствующими начальными и граничными условиями аналогичны используемым при решении задач зажигания жидких конденсированных веществ разогретыми частицами в цилиндрической системе координат (п. 2.2).

Численное моделирование выполнено при следующих значениях параметров [117, 143–148]: начальная температура жидкого топлива и воздуха $T_0=300$ К; тепловой эффект реакции окисления паров керосина $Q_0=42$ МДж/кг; тепловой эффект испарения керосина $Q_{\text{и}}=26,1$ кДж/кг; предэкспонент $k_0=9 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ и энергия активации $E=193$ кДж/моль реакции окисления в системе «пары керосина – воздух»; мощность излучения $p=30 \div 100$ Вт; радиус зоны действия излучения $r_1=0,006$ м; коэффициент

поглощения излучения парогазовой смесью $k_{\lambda 1}=3 \text{ м}^{-1}$; коэффициент поглощения излучения керосином $k_{\lambda 2}=6,8 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$; толщина пленки жидкого топлива $z_1=0,03 \text{ м}$; размеры области решения $r_2=0,05 \text{ мм}$, $z_2=0,1 \text{ м}$. Теплофизические характеристики жидкого керосина, его паров и воздуха в зависимости от температуры выбирались согласно [117, 146, 147].

Основными параметрами источника энергии в системе «поток излучения – смесь паров жидкого топлива с окислителем» являются мощность и площадь зоны действия излучения, определяющие интенсивность подвода энергии к жидкому конденсированному веществу. Основным параметром процесса зажигания согласно представлениям современной теории [92] принято считать время задержки зажигания. Для анализа масштабов влияния мощности и площади зоны действия излучения на время задержки зажигания τ_3 в таблице 5.5.1 приведена зависимость τ_3 от безразмерной плотности потока на входе в парогазовую смесь $H_{\text{л}}$.

Таблица 5.5.1. Времена задержки зажигания в системе «поток излучения – смесь паров жидкого топлива с окислителем» в зависимости от безразмерной плотности потока

$H_{\text{л}}$	1	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
τ_3	0,013	0,016	0,019	0,026	0,032	0,043	0,080	0,228	2,825
τ_3^*	0,012	0,014	0,017	0,021	0,027	0,036	0,065	0,183	2,242

* – без учета поглощения энергии излучения формирующейся парогазовой смесью

Для определения $H_{\text{л}}$ использовалось следующее выражение:

$$H_{\text{л}} = \frac{H(Z_2)}{H(Z_2)_{\text{м}}},$$

где $H(Z_2)$, $H(Z_2)_{\text{м}}$ – плотности потока излучения на входе в парогазовую смесь при мощности p и $p_{\text{м}}$ соответственно, Вт/м².

Зависимость τ_3 от $H_{\text{л}}$ показывает, что времена задержки зажигания

керосина меняются на несколько порядков при увеличении $H_{\text{д}}$. Это обусловлено тем, что при повышении мощности P и неизменном радиусе зоны действия R_1 возрастает $H_{\text{д}}$ и увеличивается доля энергии, подводимая к жидкому топливу. Так как плотность потока излучения максимальна на оси симметрии потока ($R=0$), то на этом участке с повышением $H_{\text{д}}$ значительно возрастает доля теплоты, расходуемая на прогрев и испарение жидкости. Из-за ограниченных размеров зоны действия большая часть энергии излучения расходуется на разогрев небольшой площадки на поверхности жидкости. Это приводит к ускорению процесса испарения и увеличению количества вдуваемых паров в воздух с поверхности жидкого вещества. Чем меньше площадь зоны действия и больше мощность, тем быстрее проходит прогрев и испарение жидкого топлива. При повышении площади зоны действия излучения уменьшаются масштабы влияния мощности на инерционность процессов тепломассопереноса. Аналогично уменьшаются масштабы влияния площади зоны действия на время задержки зажигания при больших значениях мощности.

По данным таблицы 5.5.1 получено аппроксимационное выражение следующего вида (для диапазона $0,1 < H_{\text{д}} < 1$):

$$\tau_3 = 4,258 \exp(-6,858 H_{\text{д}}). \quad (5.5.9)$$

При этом следует отметить, что в отличие от ранее сформулированных аппроксимационных выражений с полиномиальными функциями (3.6.1), (4.1.4), (4.4.1) – (4.4.7), (4.6.5) – (4.6.7), (5.1.9), (5.2.4), (5.2.5), (5.4.2) в (5.5.9) применяется экспоненциальная функция, так как именно такой тип кривой наиболее близко описывает зависимость τ_3 от $H_{\text{д}}$ (табл. 5.5.1). Полученный результат можно объяснить тем, что сфокусированный поток излучения представляет источник с неизменяющимся во времени запасом энергии. Для случая одиночных частиц и проволочек малых размеров зависимости времени задержки зажигания от группы параметров имеют более сложный вид, так как теплосодержание источника и соответственно теплоотвод в зону реакции уменьшаются с течением времени.

Интерес представляет анализ масштабов влияния процесса поглощения излучения формирующейся парогазовой смесью на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания. Для решения этой задачи в таблице 5.5.1 приведены времена задержки зажигания керосина без учета возможного поглощения энергии излучения смесью τ_3^* .

Установленные зависимости τ_3 и τ_3^* от $H_{\text{л}}$ позволяют сделать вывод о том, что при поглощении энергии излучения формирующейся вблизи поверхности жидкого топлива парогазовой смесью инерционность процессов тепломассопереноса возрастает ($\tau_3^* < \tau_3$). Это обусловлено уменьшением доли энергии, подводимой к жидкому топливу, как следствие, понижением массовой скорости испарения горючего вещества. Скорость вдува паров горючего в газовую фазу снижается. При поглощении энергии излучения пары разогреваются. Однако, их количества недостаточно для зажигания. Поэтому возрастает инерционность процесса.

Если энергии излучения в газовой фазе не поглощается, то механизм зажигания несколько меняется. Жидкое топливо интенсивно испаряется за счет энергии непрерывно действующего потока излучения. Массовая скорость испарения изменяется незначительно. Пары горючего вдуваются в газовую фазу также непрерывно и вступают в реакцию с окислителем. Однако, эти пары не подогреваются дополнительно за счет поглощения энергии излучения. В этом случае зажигание происходит при превышении критических концентраций компонентов смеси в условиях относительно невысоких температур.

Для уменьшения времени задержки зажигания в системе «пленка жидкого топлива – поток излучения – смесь паров жидкого топлива с окислителем» в условиях поглощения смесью доли энергии излучения необходимо увеличивать мощность или уменьшать площадь зоны действия. При этом анализ таблицы 5.5.1 показывает, что мощность нужно увеличивать на $7 \div 10$ %, а площадь зоны действия уменьшать на $18 \div 20$ %.

Тем не менее, предельные условия воспламенения, при которых

зажигание еще происходит в системе «пленка жидкого топлива – поток излучения – смесь паров жидкого топлива с окислителем», определяются не только количеством поглощенной энергии в газовой фазе, но и затраченной на испарение жидкого топлива.

Для анализа критических условий зажигания потоком излучения пленки жидкого конденсированного вещества при испарении последнего можно использовать следующий параметр:

$$\chi = \frac{p}{Q_{\text{и}} W_{\text{и}} \pi r_1^2}.$$

Этот параметр характеризует отношение энергии, подведенной к пленке жидкости в зоне действия излучения, и энергии, затраченной на испарение жидкого вещества на этом участке. Следует отметить, что в зависимости от мощности излучения p меняется доля энергии, подводимая к жидкости, и, как следствие, массовая скорость испарения жидкости $W_{\text{и}}$ непостоянна. При вычислении параметра χ учитывались значения $W_{\text{и}}$, характерные для соответствующих мощностей p , в момент воспламенения на оси симметрии зоны действия потока ($R=0, Z=Z_1$). На рисунке 5.5.2 приведена зависимость времени задержки зажигания от параметра χ .

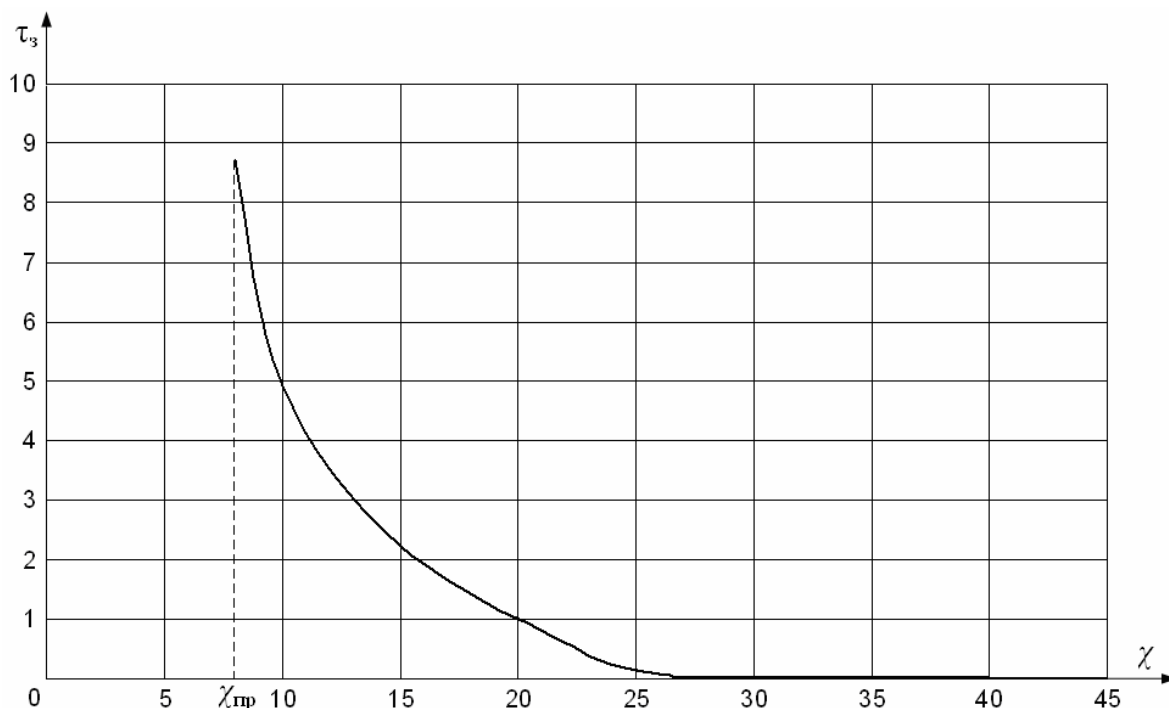


Рисунок 5.5.2. Зависимость времени задержки зажигания τ_z от χ

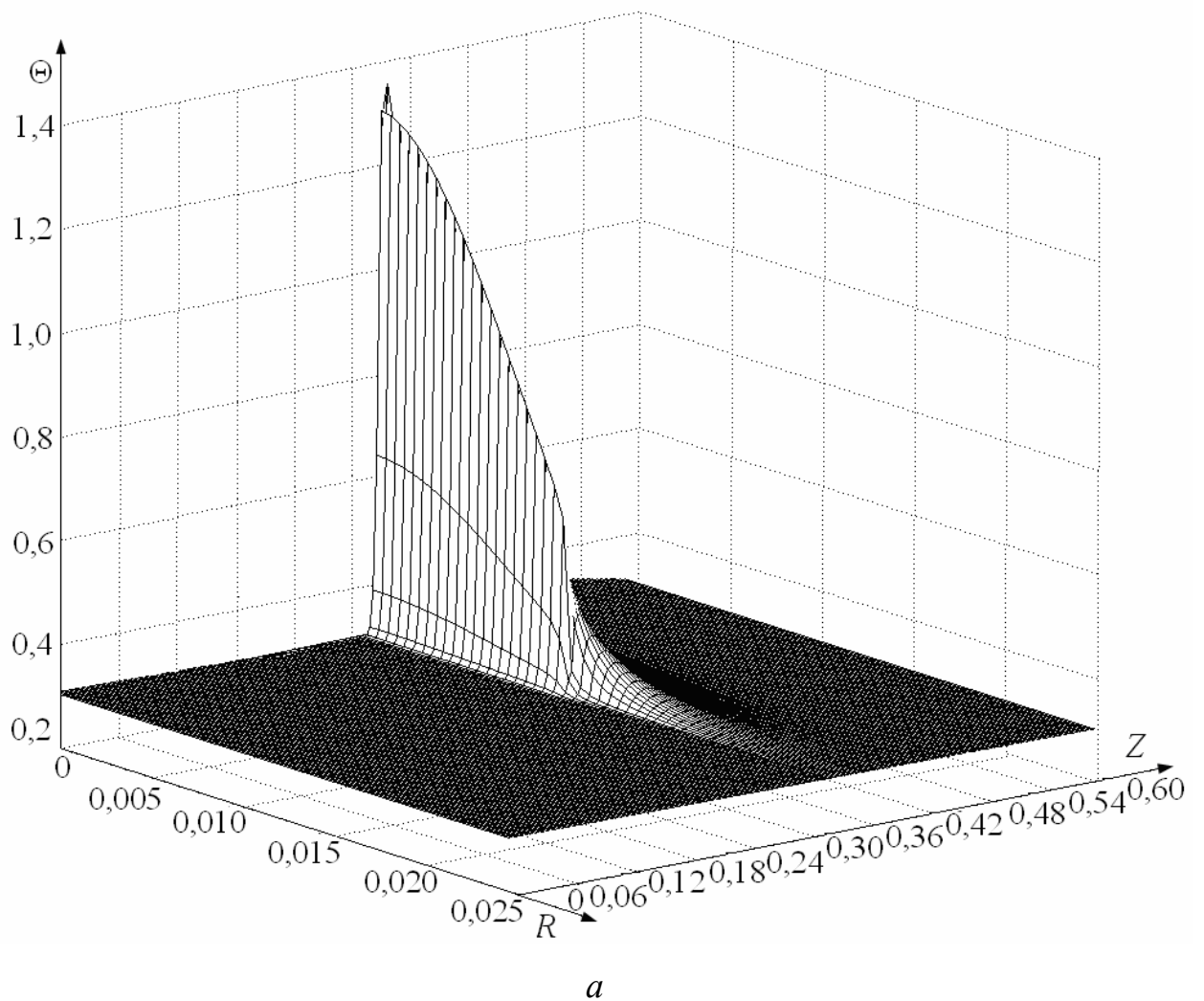
Установленные масштабы влияния χ на τ_3 (рис. 5.5.2) показывают, что для реализации условий воспламенения в системе «пленка жидкого топлива – поток излучения – парогазовая смесь» при выбранных параметрах процесса энергетический запас источника энергии должен более чем в восемь раз превышать долю энергии, поглощаемую при испарении жидкости ($\chi_{пр}=8$).

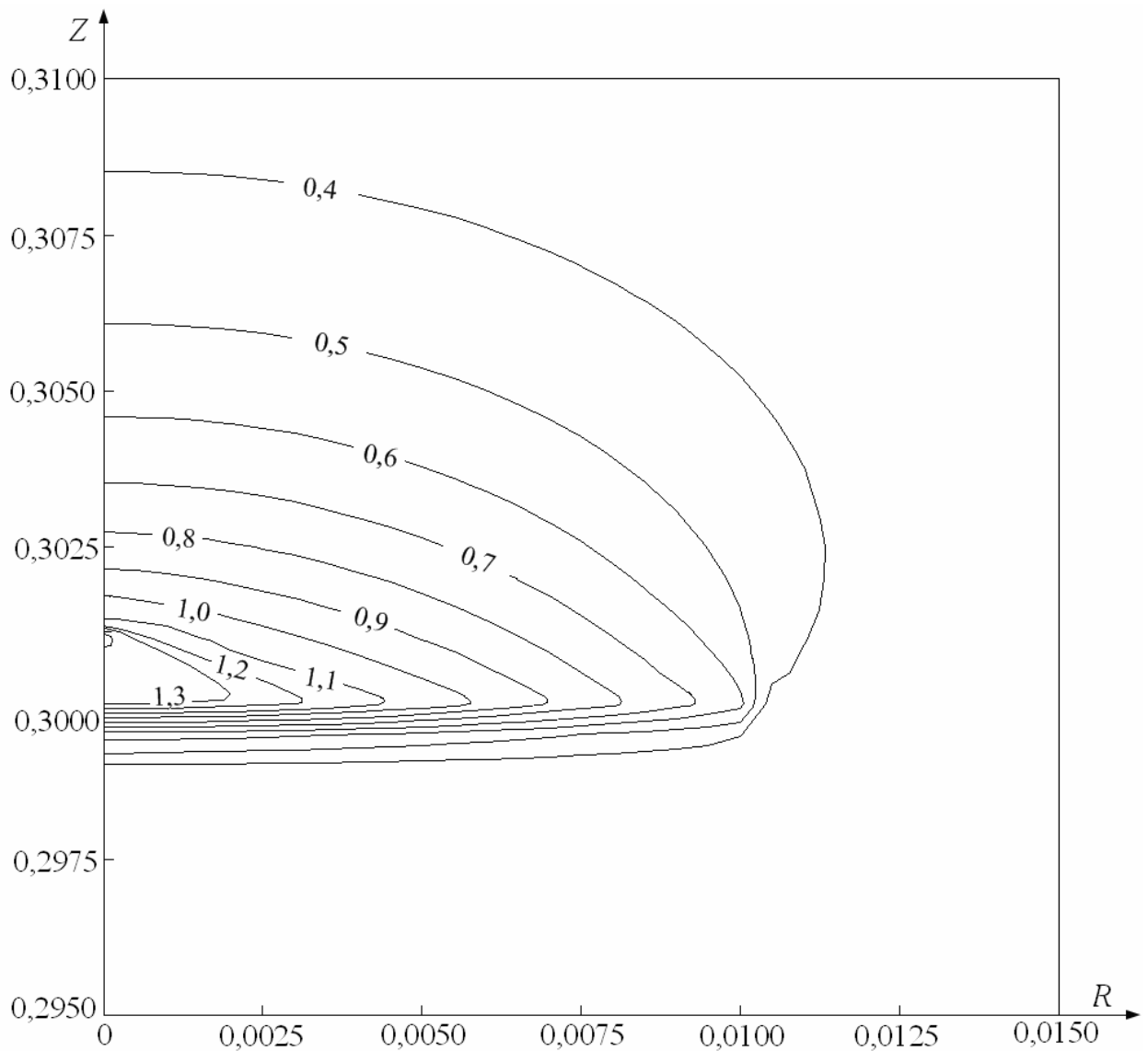
Для систем «одионочная нагретая до высоких температур частица малых размеров – жидкость – окислитель» (п. 3.1 – 3.7) установлено, что в зависимости от теплосодержания источника нагрева и условий его контакта с жидким веществом (частичное или полное погружение) могут реализовываться несколько режимов зажигания, характеризующихся определенными диапазонами изменения времен задержки зажигания и соответствующим положением зоны локализации ведущей химической реакции окисления относительно поверхности жидкости. В рассматриваемой системе «пленка жидкого топлива – поток излучения – парогазовая смесь» (рис. 5.5.1) возможен только один режим зажигания. Варьирование параметров источника нагрева приводит к изменению характеристик зажигания (например, τ_3), 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 5.5.3 показаны температурное поле и изотермы в момент воспламенения ($\tau_3=1,483$) при $P=0,04$, $R_1=0,08$. Установлено, что глубина прогрева жидкости мала. Это объясняется относительно высоким коэффициентом поглощения энергии излучения жидким топливом ($k_\lambda=6,8 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$). Градиенты температур максимальны вблизи оси симметрии зоны действия потока излучения в непосредственной близости от границы испарения жидкости. Это обусловлено одновременным поглощением энергии при испарении и поступлением тепла в жидкость от потока излучения.

Следует отметить, что зона воспламенения несколько удалена от границы испарения (рис. 5.5.3). Установленную особенность процесса можно

объяснить тем, что вблизи границы испарения концентрация паров горючего максимальна, но окислителя недостаточно для воспламенения. Поэтому формирующаяся в этой области смесь не загорается. Разогретые пары горючего поднимаются, перемешиваясь с окислителем. При достижении критических концентраций паров горючего и окислителя происходит ускорение химической реакции и, как следствие, реализуются условия воспламенения.





б

Рисунок 5.5.3. Температурное поле (а) и изотермы (б) системы «пленка жидкого топлива – поток излучения – парогазовая смесь» в момент воспламенения ($\tau_3=1,483$) при $P=0,04$, $R_1=0,08$

Сравнение температурного поля, приведенного на рисунке 5.5.3, и аналогичных температурных полей для систем «одиночная нагретая до высоких температур частица малых размеров – жидкое топливо – окислитель» (п. 3.1 – 3.8) 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

потока излучения. 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 воспламенения реализуются. При недостаточном энергетическом запасе частица и парогазовая смесь медленно остывают без зажигания последней. Предельные значения диапазонов изменения температур и размеров частиц, при которых условия воспламенения реализуются, приведены в п. 3.1 – 3.8.

Интерес также представляет анализ влияния распределения плотности энергии концентрированного потока излучения на условия реализации фазового перехода, физико-химических превращений и характеристики зажигания для рассматриваемой системы (рис. 5.5.1). В таблице 5.5.2 приведены зависимости времени задержки зажигания парогазовой смеси потоками с постоянной (τ_3) и переменной (τ_3^*) по радиусу (максимальное значение в центре потока) плотностью $H_{л}$.

Таблица 5.5.2. Времена задержки зажигания в системе «поток излучения – смесь паров жидкого топлива с окислителем» в зависимости от распределения плотности потока излучения

$H_{л}$	1	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
τ_3	0,013	0,016	0,019	0,026	0,032	0,043	0,080	0,228	2,825
τ_3^*	0,014	0,019	0,024	0,031	0,047	0,056	0,125	0,283	3,041

* – при переменной плотности потока излучения

Видно, что распределение плотности энергии потока на границе раздела сред заметно влияет на времена задержки зажигания только при

относительно небольших плотностях энергии излучения ($H_{\text{л}} < 0,4$). При безразмерной плотности энергии более 0,5 фактор распределения мощности 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 $H_{\text{л}}$ 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.

В рассматриваемой системе (рис. 5.5.1) поток излучения действует на участок поверхности пленки жидкого вещества непрерывно. Плотность потока с течением времени не уменьшается. Температура паров горючего, формирующихся вблизи границы испарения, непрерывно увеличивается. Поэтому в системе «пленка жидкого топлива – поток излучения – парогазовая смесь» 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 (п. 3.1 – 3.8).

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

Выводы по пятой главе

1. Исследованы процессы тепломассопереноса при зажигании смеси паров жидкого горючего вещества с воздухом неподвижной накаливаемой

проволочкой, находящейся на некотором расстоянии от поверхности жидкости. Впервые проведен анализ масштабов влияния на время задержки зажигания τ_3 большой группы значимых параметров (начальная температура $\Theta_{\text{п}}$ и размеры проволочки $L_{\text{п}}$ и $H_{\text{п}}$, расстояние между источником тепла и поверхностью жидкости $L_{\text{пж}}$ (удаленность источника энергии от границы испарения жидкости), влажность $C_{\text{в0}}$ и температура окружающей среды $\Theta_{\text{а}}$). Получено аппроксимационное выражение, связывающее τ_3 с $L_{\text{пж}}$. Установлено, что условия воспламенения реализуются при изменении $\Theta_{\text{п}}$, $L_{\text{п}}$, $H_{\text{п}}$, $L_{\text{пж}}$, $C_{\text{в0}}$ и $\Theta_{\text{а}}$ в достаточно широких диапазонах. При этом параметры $\Theta_{\text{п}}$ и $L_{\text{пж}}$ играют определяющую роль.

Показано, что при взаимодействии парогазовой смеси с неподвижной проволочкой, находящейся на некотором расстоянии от поверхности жидкости, возможен только один режим зажигания, при реализации которого зона воспламенения локализуется вблизи нижней поверхности источника энергии.

2. Впервые решена задача тепломассопереноса при зажигании источником ограниченной энергоемкости смеси окислителя и паров жидкого вещества, поступающих в окружающий воздух с поверхности гетерогенной структуры – участка ткани, пропитанной горючей жидкостью.

Установлены зависимости времени задержки зажигания от начальной температуры источника нагрева и объёмной доли жидкости в материале ткани (получены соответствующие аппроксимационные выражения). Показано, что даже при относительно небольшой объёмной доле жидкого горючего вещества в ткани ($\varphi_{32}=0,1$) возможно зажигание. Установлено, что при увеличении начальной температуры частицы интенсивность процессов тепломассопереноса увеличивается и зажигание происходит при достаточно низком содержании жидкого топлива в ткани. В случае большой объёмной доли φ_{32} в ткани условия воспламенения

реализуются при относительно низких температурах источников тепла (950 К).

Выявлено, что зона прогрева гетерогенной структуры – ткани, пропитанной горючей жидкостью, в условиях взаимодействия с разогретой частицей значительно больше аналогичной зоны в приповерхностном слое жидкого конденсированного вещества.

На основе установленных контуров завихрений и изолиний, а также распределений температуры и концентрации впервые выполнен анализ масштабов влияния формирующихся циркуляционных течений на условия тепломассопереноса.

3. Исследованы особенности и закономерности процессов тепломассопереноса при зажигании смесей паров жидких горючих веществ и воздуха движущимися по различным траекториям (горизонтальной, вертикальной и криволинейной относительно границы испарения) разогретыми частицами.

Установлены масштабы влияния на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания большой группы значимых факторов (энергетический запас, траектория и скорость движения источника нагрева, расстоянием между источником тепла и жидкостью, температура и влажность воздуха).

Показано, что оптимальные условия воспламенения, характеризующиеся минимальными временами задержки зажигания, реализуются при минимальном расстоянии от частицы до поверхности испаряющегося вещества. При этом определяющую роль играет «подготовленность» смеси (распределение концентрации паров горючего и температура смеси до попадания в нее источника зажигания)

Также показано, что траектория движения источника нагрева существенно влияет на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания смеси.

Анализ полученных результатов показывает, что влияние влажности и температуры воздуха на время задержки зажигания в рассматриваемых условиях масштабнее, чем при зажигании жидкостей источниками энергии, находящимися в непосредственном контакте с жидким веществом.

4. Сопоставление результатов выполненных численных исследований и значений времен задержки зажигания, вычисленных по формулам [221, 222], показывает, что эти формулы не позволяют учесть специфику протекающих физико-химических процессов, например, остывание источника нагрева и изменение его фазового состояния.
5. Проведенные численные исследования позволили установить отличия механизмов зажигания типичных жидких топлив источниками ограниченной энергоемкости, которые достаточно трудно зафиксировать экспериментально. Так, например, установлено, что воспламенение бензина возможно при перемещении на некотором расстоянии от его поверхности локального источника нагрева. Керосин, дизельное топливо и мазут зажигаются только при непосредственном контакте с источником энергии. При этом в зависимости от параметров источника могут реализовываться несколько режимов зажигания, характеризующихся изменением места локализации ведущей химической реакции окисления и временами задержки зажигания.
6. Впервые разработана модель тепломассопереноса, позволяющая численно исследовать комплекс основных физико-химических процессов (теплопроводность, излучение, диффузионно-конвективный массоперенос, поглощение излучения в жидкой и газовой фазах, испарение) при зажигании пленки жидкого конденсированного вещества сфокусированным потоком излучения. При этом предложенная постановка не ограничивает возможность применения модели для численного анализа большой группы концентрированных потоков излучения (световое, лазерное и т.д.), горючих (бензин, керосин,

дизельное топливо, мазут) и легковоспламеняющихся (растворители, лаки, краски) жидкостей.

Установлено, что при непрерывном действии потока излучения на участок поверхности горючей жидкости ограниченных размеров вероятность зажигания высока даже при относительно небольших значениях p (около 30 Вт при фиксированном радиусе площади действия сфокусированного излучения $r_1=0,006$ м).

Выявленные масштабы влияния основных параметров источника энергии – мощности и площади зоны действия излучения на инерционность процессов тепломассопереноса позволили определить оптимальные значения этих параметров, которые позволяют минимизировать τ_3 . Получено аппроксимационное выражение, связывающее τ_3 и плотность потока излучения $H_{л.}$

Установленные предельные значения параметра χ показывают, что условия воспламенения реализуются в системе «пленка жидкого топлива – поток излучения – парогазовая смесь», если доля подведенной энергии к жидкости превышает энергию, поглощаемую в зоне реакции при испарении жидкого горючего вещества, более, чем в восемь раз. При этом следует подчеркнуть, что предельные значения параметра χ могут изменяться в зависимости от теплофизических свойств жидкостей.

Анализ масштабов влияния фактора поглощения энергии излучения формирующейся парогазовой смесью на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания позволил установить неочевидные явления. При поглощении энергии в газовой фазе времена задержки зажигания не уменьшаются, как можно было предположить, а увеличиваются. Это обусловлено уменьшением доли энергии, подведенной к жидкому веществу, и, как следствие, снижением массовой скорости испарения горючего вещества. Формирующиеся пары подогреваются при поглощении энергии, но их концентрация недостаточна для зажигания.

Выявленные масштабы влияния группы факторов на условия тепломассопереноса при зажигании жидкостей потоком излучения в условиях испарения позволяют сделать вывод о существенных отличиях механизмов зажигания жидких веществ по сравнению с твердыми конденсированными веществами.

7. Впервые установлены отличия механизмов и режимов зажигания жидких конденсированных веществ одиночными нагретыми частицами и сфокусированным потоком излучения, которые расширяют существующие представления о закономерностях протекания этих процессов. Показано, что в системах «сфокусированный поток излучения – жидкое конденсированное вещество – окислитель» возможен только один режим зажигания, характеризующийся локализацией интенсивной химической реакции в непосредственной близости от границы испарения в центре пятна нагрева. Варьирование параметров системы не приводит к изменению режима зажигания в отличие от систем «разогретая до высоких температур частица – жидкое конденсированное вещество – окислитель». Также установлены существенные отличия размеров прогретого слоя жидкости при воздействии концентрированных потоков излучения и горячих частиц малых размеров.

ГЛАВА 6. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ КАПЛИ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА МАССИВНЫМ НАГРЕТЫМ ТЕЛОМ

6.1 Физическая постановка задачи

Для численного анализа процессов тепломассопереноса с фазовыми переходами и химическим реагированием в системе «капля жидкого топлива – массивный источник нагрева – воздух» использованы геометрические модели, приведенные на рисунках 6.1.1 и 6.1.2 [232–234]. Эти модели учитывают процессы деформации капли жидкости при ее растекании по разогретой до высоких температур твердой поверхности.

Процессы деформации, затвердевания и растекания капель жидкостей на твердых поверхностях исследованы, в основном, теоретически [235–241]. Сложность экспериментального исследования обусловлена большими скоростями протекания в этих условиях физико-химических процессов с фазовыми переходами [242, 243].

Известна группа моделей тепломассопереноса [239–241] при растекании капли жидкости со свободной поверхностью на подложке, учитывающих процессы затвердевания, деформации, отката и отскока капель. В тоже время известны результаты исследования процессов тепломассопереноса при зажигании капель горючих жидкостей при их соударении с массивными нагретыми до высоких температур телами [93]. Однако, существующие модели таких процессов [93] не описывают значимые факторы – деформацию и растекание капли жидкости по горячей поверхности перед зажиганием (рис. 6.1.2). Поэтому интерес представляет численный анализ комплекса взаимосвязанных процессов тепломассопереноса при зажигании капли типичной горючей жидкости, деформирующейся и растекающейся по нагретой до высоких температур твердой поверхности.

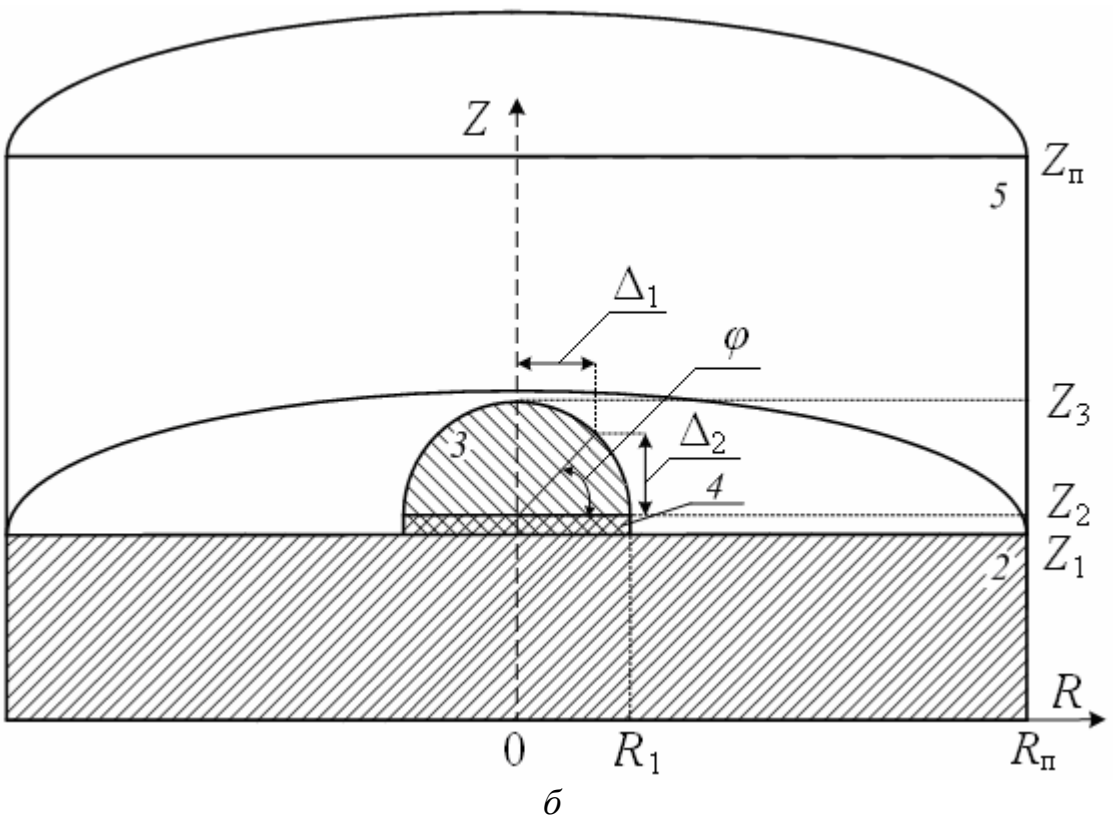
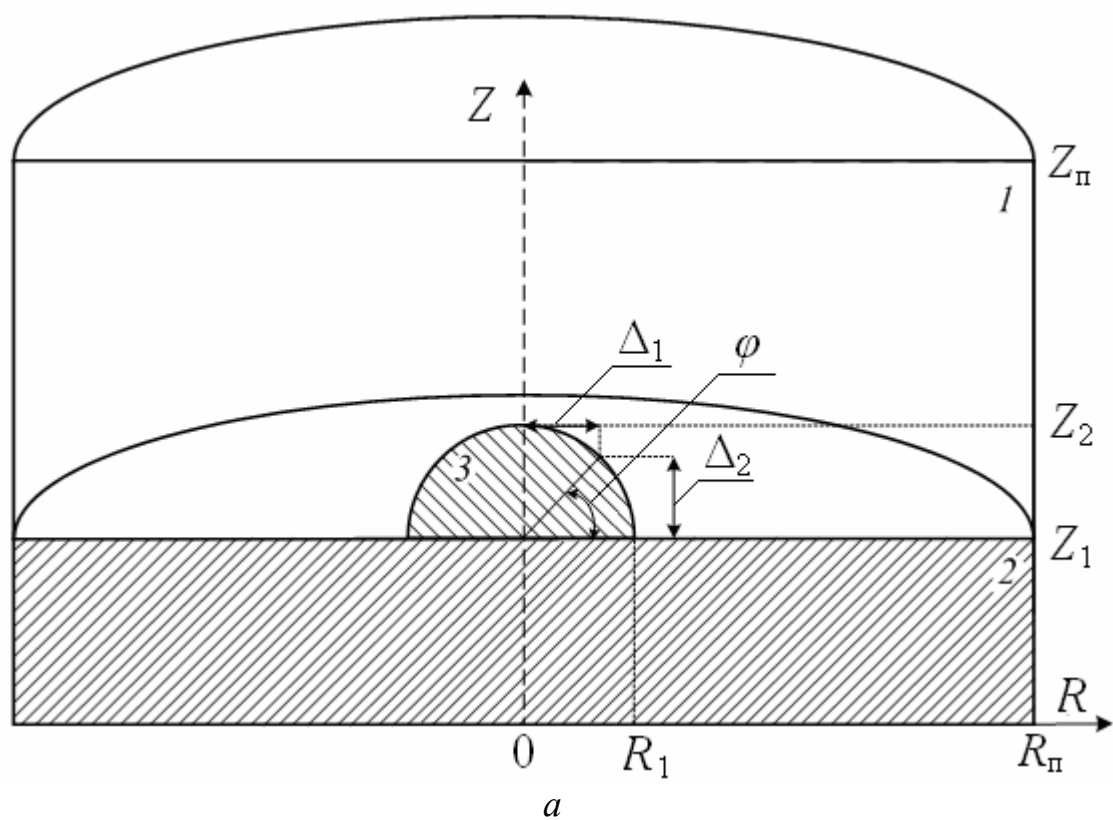


Рисунок 6.1.1. Схема области решения задачи тепломассопереноса в системе «капля жидкого топлива – металлическая подложка – воздух» при $\tau=0$ (а) и $0 < \tau < \tau_3$ (б) без учета растекания капли: 1 – воздух, 2 – стальная подложка, 3 – капля керосина, 4 – слой паров горючего, 5 – парогазовая смесь

Результаты теоретических и экспериментальных исследований [239–243] показали, что капля жидкости при соударении с твердой поверхностью имеет, как правило, не форму полусферы (рис. 6.1.1), а характеризуется сложной морфологией – представляет комбинацию сфероидального сегмента и торообразного диска (рис. 6.1.2).

При постановке задачи предполагалось, что капля жидкого топлива в форме сферы радиусом $R_{\text{кап}}$ выпадает на поверхность нагретой до высоких температур металлической подложки и деформируется – принимает форму сфероидального сегмента с основанием в виде торообразного диска (рис. 6.1.2, а). Под действием сил инерции и поверхностного натяжения капля начинает растекаться по поверхности. Происходит ее прогрев и последующее испарение. Между растекающейся каплей и поверхностью нагретого тела формируется тонкий слой паров горючего (рис. 6.1.2, б). Образующиеся пары перемешиваются с воздухом. Формируется парогазовая смесь. При достижении критических температур смеси и концентрации горючего химическая реакция окисления ускоряется и происходит зажигание.

Рассматривалась капля керосина, растекающаяся по поверхности нагретой до высоких температур стальной подложки в форме диска с размерами $R_{\text{п}}$ и Z_1 , существенно превышающими $R_{\text{кап}}$. Задачи тепломассопереноса решены в цилиндрической системе координат в осесимметричных постановках (рис. 6.1.1, 6.1.2).

6.2 Математическая модель и метод решения

Процессы тепломассопереноса, протекающие в системе «растекающаяся капля жидкого топлива – нагретая до высоких температур металлическая подложка – окислитель», в безразмерных переменных описываются следующей системой нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений:

для парогазовой смеси ($0 < R < R_{\text{п}}$, $Z_1 < Z < Z_2$; $R_1 + \Delta_5 < R < R_{\text{п}}$, $Z_2 + \Delta_7 < Z < Z_2 + 0,5H_2$;

$R_1 + \Delta_5 < R < R_{\text{п}}, Z_3 - \Delta_6 < Z < Z_3; \Delta_3 < R < R_{\text{п}}, Z_4 - \Delta_4 < Z < Z_4; 0 < R < R_{\text{п}}, Z_4 < Z < Z_{\text{п}}):$

уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R\Omega; \quad (6.2.1)$$

уравнение завихренности:

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \frac{\Omega}{R} = \sqrt{\frac{\text{Pr}_5}{\text{Ra}_5}} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right] + \frac{\partial \Theta_5}{\partial R}; \quad (6.2.2)$$

уравнение энергии:

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_5}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_5 \text{Pr}_5}} \left[\frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_5}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Z^2} \right] + \text{Sr}_{22}; \quad (6.2.3)$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе:

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial C_{\text{г}}}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_{\text{г}}}{\partial R} + V \frac{\partial C_{\text{г}}}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Sc}_4} \sqrt{\frac{\text{Pr}_4}{\text{Ra}_4}} \left[\frac{\partial^2 C_{\text{г}}}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_{\text{г}}}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_{\text{г}}}{\partial Z^2} \right] - \text{Sr}_{23}; \quad (6.2.4)$$

уравнение диффузии паров воды в воздухе:

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial C_{\text{в}}}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_{\text{в}}}{\partial R} + V \frac{\partial C_{\text{в}}}{\partial R} = \frac{1}{\text{Sc}_6} \sqrt{\frac{\text{Pr}_6}{\text{Ra}_6}} \left[\frac{\partial^2 C_{\text{в}}}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_{\text{в}}}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_{\text{в}}}{\partial Z^2} \right]; \quad (6.2.5)$$

уравнение баланса:

$$C_{\text{г}} + C_{\text{о}} + C_{\text{в}} = 1; \quad (6.2.6)$$

уравнение теплопроводности для металлической подложки ($0 < R < R_{\text{п}}, 0 < Z < Z_1$):

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}; \quad (6.2.7)$$

уравнение теплопроводности для капли жидкого топлива

($0 < R < \Delta_3, Z_4 - \Delta_4 < Z < Z_4; 0 < R < R_1, Z_2 < Z < Z_3$;

$R_1 < R < R_1 + \Delta_5, Z_3 - \Delta_6 < Z < Z_3; R_1 < R < R_1 + \Delta_5, Z_2 + \Delta_7 < Z < Z_2 + 0,5H_2$):

$$\frac{1}{\text{Fo}_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_3}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Z^2}. \quad (6.2.8)$$

Здесь Sr_{22} , Sr_{23} – безразмерные комплексы, характеризующие выделение энергии в результате реакции окисления паров горючего

$$\left(\text{Sr}_{22} = \frac{Q_0 W_{\text{o}} z_{\text{п}}}{\rho_5 C_5 \Delta T V_{\text{м}}}, \text{Sr}_{23} = \frac{W_{\text{o}} z_{\text{п}}}{\rho_4 V_{\text{м}}} \right).$$

Аналогичная система уравнений использовалась при моделировании процессов тепломассопереноса в системе с недеформирующейся каплей (рис. 6.1.1). Отличие составляет форма записи границ областей решения соответствующих уравнений.

Начальные и граничные условия в рассматриваемых системах (рис. 6.1.1, 6.1.2) выставлялись аналогично моделям «одиночная нагретая до высоких температур частица – жидкое топливо – воздух» (п. 2.1).

Переход к безразмерным переменным выполнен при следующих масштабных величинах: z_{Π} – характерный размер области решения ($z_{\Pi}=0,02$ м); $V_{\text{м}}$ – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи границы «капля – подложка», м/с; $t_{\text{м}}$ – масштаб времени ($t_{\text{м}}=1$ с); $T_{\text{м}}$ – масштаб температуры ($T_{\text{м}}=1000$ К).

Процессы деформации и растекания капли жидкого топлива по поверхности массивного нагретого тела в условиях фазового перехода моделировались согласно схеме [241], приведенной на рисунке 6.2.1.

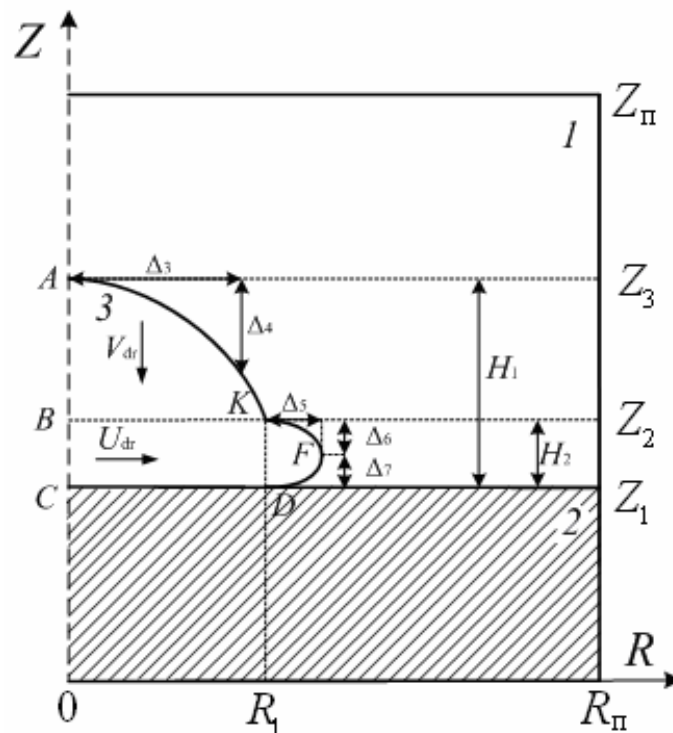


Рисунок 6.2.1. Расчетная форма капли при растекании по твердой поверхности

Геометрические характеристики сфероидальной и тороидальной частей деформирующейся капли (рис. 6.2.1) определялись из условия выполнения закона сохранения энергии при переходе части потенциальной энергии капли в кинетическую. Алгоритм решения и выражения, связывающие уравнения энергии с геометрическими параметрами, представлены в [241]. Далее приведены формулы, устанавливающие связь между геометрическими параметрами капли в соответствии с основными положениями теории [241].

Поле скоростей внутри капли (рис. 6.2.1) задавалось следующим образом: внутри сегмента АВК скорость характеризуется компонентой $V_{\text{кап}}=V_{\text{кап}}(\tau)$, а внутри диска тороидальной формы ВСДФК радиальной компонентой $U_{\text{кап}}=U_{\text{кап}}(R, \tau)$ [241]:

$$U_{\text{кап}} = -\frac{R}{2H_2} V_{\text{кап}}(\tau) \text{ при } 0 \leq R \leq R_1;$$

$$U_{\text{кап}} = -\frac{R_1^2}{2H_2 R} V_{\text{кап}}(\tau) \text{ при } R_1 \leq R \leq (R_1 + 0.5H_2).$$

Скорость $V_{\text{кап}}$ определялась из выражения [241]:

$$V_{\text{кап}}(\tau) = \frac{dH_1(\tau)}{d\tau}.$$

В начальный момент времени $V_{\text{кап}}$ принималась равной скорости падения капли при контакте с твердой поверхностью.

Толщина тороидального диска $H_2(\tau)$ определялась по формуле [241]:

$$H_2(\tau) = H_1(\tau) \left[1 - \frac{H_1(\tau)}{H_0} \right]^n.$$

Радиус контактного пятна между каплей и поверхностью нагретой до высоких температур подложки определялся из выражения [241]:

$$R_1(\tau) = H_2(\tau) \sqrt{\left[\frac{\pi}{4} \frac{H_2(\tau)}{H_1(\tau) + H_2(\tau)} \right]^2 - \frac{H_1^3(\tau) - H_0^3}{3H_2^2(\tau)(H_1(\tau) + H_2(\tau))} + \frac{H_1(\tau) H_1(\tau) - H_2(\tau)}{H_2(\tau) H_1(\tau) + H_2(\tau)} - \frac{\pi}{4} \frac{H_2(\tau)}{H_1(\tau) + H_2(\tau)}}.$$

Предполагалось, что в начальный момент времени $R_1=R_{\text{кап}}$.

При постановке задачи тепломассопереноса учитывался паровой зазор между каплей и разогретой подложкой (рис. 6.1.2), характерные размеры которого определялись аналогично задачам тепломассопереноса с погружением разогретых частиц в жидкость, описанным во второй главе.

6.3 Анализ масштабов влияния группы значимых факторов на условия тепломассопереноса

Моделирование выполнено при следующих значениях параметров: начальные температуры капли керосина $\Theta_{\text{кап}}=0,283$, воздуха $\Theta_{\text{а}}=0,283$ и стальной подложки $\Theta_{\text{п}}=1,3$; начальный радиус капли керосина $R_{\text{кап}}=0,1$; толщина металлической подложки $Z_1=0,5$; размеры области решения $R_{\text{п}}=0,5$, $Z_{\text{п}}=1$.

Так как известны экспериментальные значения времен задержки зажигания τ_3 для капель керосина, взаимодействующих с нагретой до высоких температур стальной подложкой [93], то диапазон изменения температуры источника нагрева $\Theta_{\text{п}}$ при моделировании выбирался соответствующим экспериментам [93]. Полученная зависимость τ_3 от $\Theta_{\text{п}}$ для системы, приведенной на рисунке 6.1.1, представлена на рисунке 6.3.1.

Отклонения вычисленных в системе «капля керосина – стальная подложка – воздух» значений времен задержки зажигания от экспериментальных τ_3 [93] можно объяснить несколькими причинами. Во-первых, при численном моделировании в рассматриваемой системе (рис. 6.1.1) не учитывались факторы деформации и растекания капли по поверхности твердого тела, а также ее возможного выгорания. Во-вторых, теплофизические характеристики капель керосина, стальной подложки, воздуха, используемые при моделировании также могли несколько отличаться от аналогичных параметров [93], которые не описаны в экспериментах.

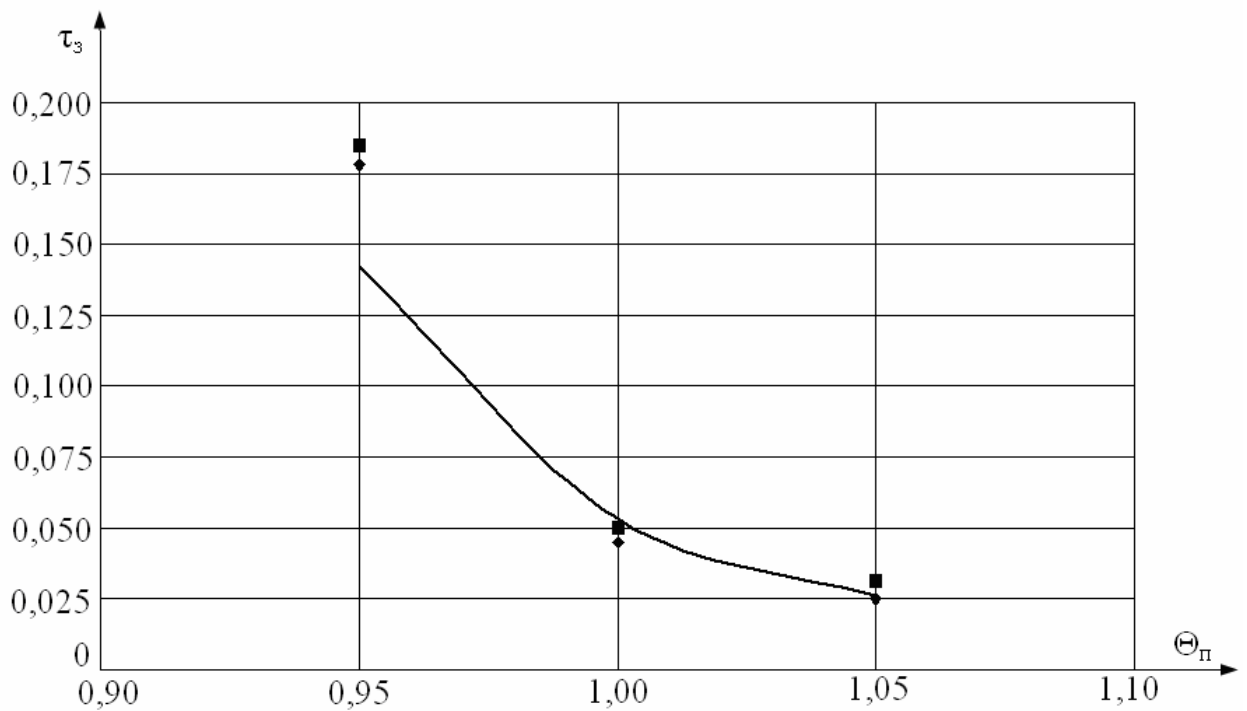


Рисунок 6.3.1. Времена задержки зажигания недеформирующейся капли керосина с $R_{\text{кап}}=0,1$ в зависимости от температуры стальной подложки (\blacklozenge – экспериментальные значения A.J. Dean [93], \blacksquare – экспериментальные значения D.F. Davidson [93], — – результаты настоящей работы)

Анализ рисунка 6.3.1 позволяет сделать вывод о том, что отклонения вычисленных времен задержки зажигания от экспериментальных значений τ_3 [93] в выбранном диапазоне изменения температуры подложки не превышают 25 %. При повышении безразмерной температуры подложки Θ_n от 0,95 до 1,05 эти отклонения уменьшаются до 3 %. Полученный результат позволяет сделать вывод об адекватности разработанной модели тепломассопереноса (рис. 6.1.1) и хорошем соответствии теоретических и экспериментальных [93] значений τ_3 .

На рисунке 6.3.2 показаны изотермы в системе «капля керосина – стальная подложка – воздух» в момент воспламенения ($\tau_3=0,142$) при $\Theta_n=0,95$.

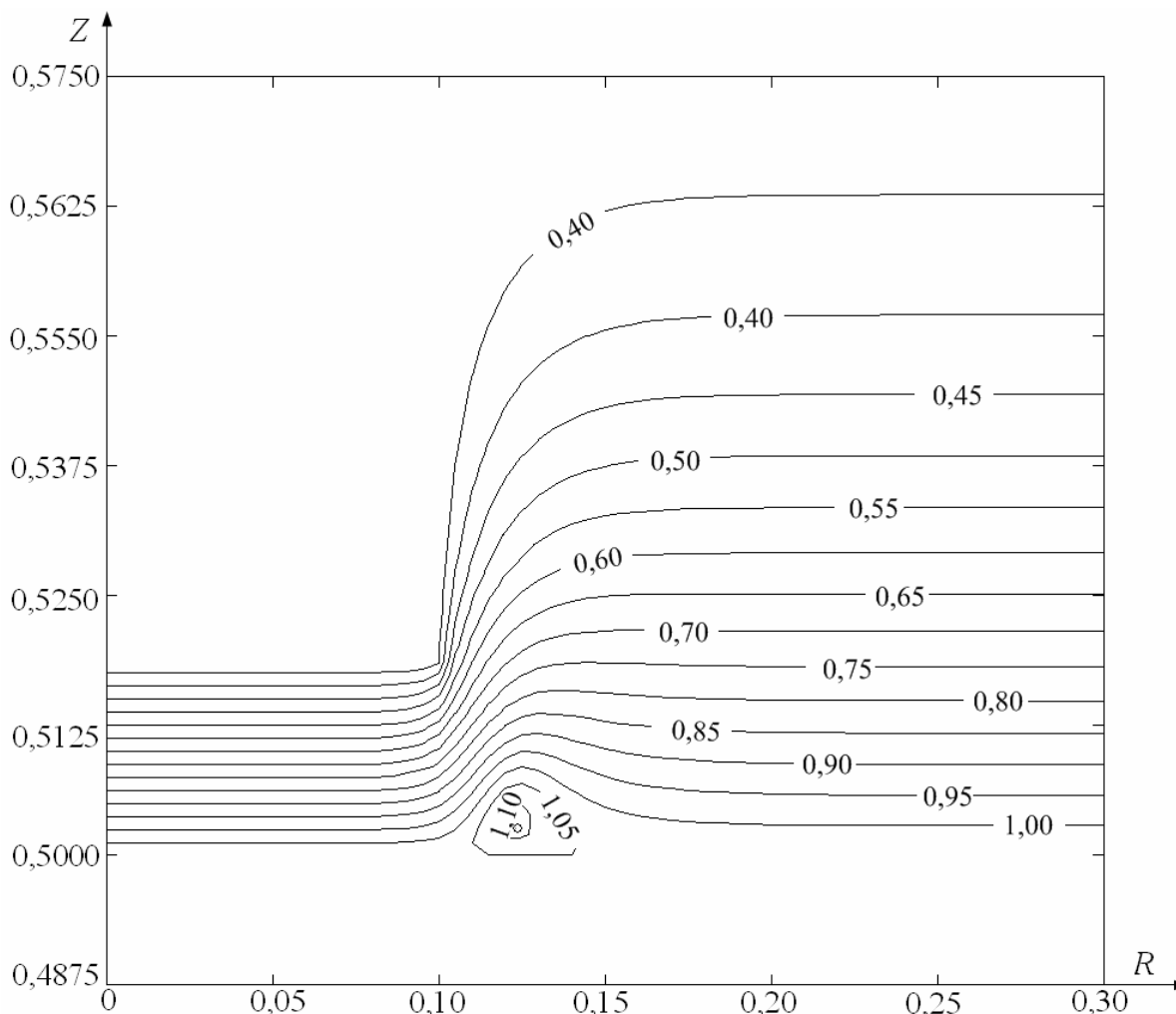


Рисунок 6.3.2. Изотермы (Θ) системы «капля керосина – стальная подложка – воздух» в момент воспламенения ($\tau_3=0,142$) при $\Theta_n=0,95$

Видно, что градиенты температур достигают максимума вблизи боковой поверхности капли у металлической подложки. Такое расположение изотерм можно объяснить тем, что при нагреве капли между ней и поверхностью источника нагрева формируется паровой зазор, в котором при испарении горючего поглощается энергия. По этой причине зажигание не происходит в зазоре. Пары горючего, двигаясь в зазоре вдоль поверхности металлической подложки, разогреваются и при достижении боковой грани капли вступают в химическую реакцию с окислителем. Именно в этой области начинается интенсивное взаимодействие разогретых паров горючего с воздухом, что приводит к последующему зажиганию формирующейся парогазовой смеси.

В отличие от процессов тепломассопереноса в условиях зажигания жидкостей в системах «частица – жидкое топливо – воздух» при изменении температуры источника нагрева зона воспламенения не смещается в область парового зазора или газовую фазу над каплей. Зажигание происходит только в малой окрестности разогретой подложки (рис. 6.3.2). Это обусловлено тем, что с изменением $\Theta_{\text{п}}$ условия взаимодействия капли топлива с поверхностью нагретого тела изменяются незначительно по сравнению с системой для разогретой частицы, где в зависимости от $\Theta_{\text{ч}}$ и других параметров источника нагрева может происходить частичное или полное погружение источника в топливо, либо обеспечиваться тепловой контакт, близкий к идеальному.

Следует отметить, что значения τ_3 при $\Theta_{\text{ч}}=\Theta_{\text{п}}=1$ для процессов зажигания капли керосина массивным нагретым телом и частицей с ограниченным энергетическим запасом значительно отличаются. Так, например, при зажигании капли керосина в системе со стальной подложкой (рис. 6.1.1) $\tau_3=0,053$, при зажигании керосина стальной частицей $\tau_3=0,915$. Масштабное отличие времен задержки зажигания в этом случае обусловлено тем, что при наличии массивного нагретого тела энергии достаточно для прогрева капли топлива, испарения горючего и разогрева формирующейся парогазовой смеси за относительно небольшой интервал времени ($\tau_3=0,053$). В случае же разогретой частицы малых размеров вследствие ограниченного запаса энергии скорости прогрева жидкости, ее испарения, а также разогрева парогазовой смеси снижаются. Как следствие, время задержки зажигания возрастает. Лишь при $\Theta_{\text{ч}}=1,42$ и остальных адекватных условиях процесса зажигания керосина одиночной стальной частицей $\tau_3=0,053$. При этом время задержки зажигания в системе со стальной подложкой (рис. 6.1.1) ни при каких условиях не достигает 0,915. Зажигание капель керосина при изменении температуры подложки в диапазоне $0,9<\Theta_{\text{п}}<1,5$ происходит при значениях τ_3 , не превышающих 0,25.

В таблице 6.3.1 приведены зависимости времен задержки зажигания от $\Theta_{\text{п}}$ при растекании капли (рис. 6.1.2) и в условиях ее недеформируемости (рис. 6.1.1).

Таблица 6.3.1. Времена задержки зажигания в системе «стальная подложка – растекающаяся капля керосина – воздух» в зависимости от температуры нагретого тела при $\Theta_{\text{а}}=\Theta_{\text{кап}}=0,283$, $R_{\text{кап}}=0,1$, $V_{\text{кап}}=0,05$

$\Theta_{\text{п}}$	1,5	1,4	1,3	1,2	1,1	1
τ_3	0,0040	0,0053	0,0072	0,0096	0,0143	0,0215
τ_3^*	0,0039	0,0051	0,0068	0,0089	0,0128	0,0186
Δ , %	2,51	3,77	5,56	6,29	10,49	13,48

Δ – отклонение ($\Delta = \frac{\tau_3 - \tau_3^*}{\tau_3} \cdot 100$), %;

* – при неподвижной и недеформирующейся капле

Следует отметить неравномерное снижение значений τ_3 и τ_3^* при повышении $\Theta_{\text{п}}$. Значения τ_3 и τ_3^* увеличиваются в несколько раз при уменьшении $\Theta_{\text{п}}$ от 1,5 до 1. Установленный эффект можно объяснить нелинейной зависимостью массовых скоростей испарения капли и окисления паров горючего в воздухе от температуры.

Также следует подчеркнуть, что только при относительно низких температурах подложки ($\Theta_{\text{п}} < 1,1$) отклонения Δ превышают 10 %. При повышении $\Theta_{\text{п}}$ отклонения существенно уменьшаются. Так, например, при безразмерной температуре подложки более 1,4 значения Δ не превышают 5 %. Этот результат позволяет сделать вывод о том, что при $\Theta_{\text{п}} > 1,4$ энергии источника нагрева, расходуемой на нагрев и испарение капли, а также прогрев парогазовой смеси, достаточно для реализации условий воспламенения при малых значениях τ_3 (менее 0,005) независимо от динамики деформации капли. За эти интервалы времени процесс растекания капли не успевает существенно повлиять на характеристики зажигания.

Капля при соприкосновении с подложкой начинает растекаться, но характерные времена прогрева, испарения капли, окисления формирующейся парогазовой смеси, много меньше характерного гидродинамического времени (растекания). Условия воспламенения реализуются при несущественном (менее 6 %) отклонении радиуса контактного пятна (R_1) относительно начального ($R_{\text{кап}}$).

При уменьшении температуры подложки прогрев и испарение капли жидкости замедляются. Как следствие, роль фактора растекания становится более значимой. Радиус контактного пятна капли с подложкой увеличивается, что приводит к повышению площади испарения капли. Однако, массовая скорость испарения в каждом конкретном секторе этой площадки снижается вследствие перемещения слоев капли при растекании. Этим можно объяснить меньшие значения τ_3^* по сравнению с τ_3 (табл. 6.3.1).

Следует отметить, что в таблице 6.3.1 приведены зависимости τ_3 и τ_3^* от $\Theta_{\text{п}}$ при постоянной относительно небольшой начальной скорости растекания капли ($V_{\text{кап}}=0,05$). Интерес представляет определение масштабов влияния этого параметра на времена задержки зажигания. Зависимость τ_3 от $V_{\text{кап}}$ приведена в таблице 6.3.2.

Таблица 6.3.2. Времена задержки зажигания в системе «стальная подложка – растекающаяся капля керосина – воздух» в зависимости от начальной скорости растекания капли при $\Theta_{\text{а}}=\Theta_{\text{кап}}=0,283$, $\Theta_{\text{п}}=1,3$, $R_{\text{кап}}=0,1$

$V_{\text{кап}}$	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35
τ_3	0,0068	0,007	0,0077	0,0086	0,0104	0,0143	0,0197	0,0289

Установлено, что при $V_{\text{кап}}>0,25$ деформация и растекание капли существенно замедляют стадии прогрева и испарения жидкости. Как следствие, значительно возрастают времена задержки зажигания τ_3 . Этот эффект позволяет сделать вывод о том, что при относительно низких температурах подложки ($\Theta_{\text{п}}<1,1$) и высоких скоростях растекания ($V_{\text{кап}}>0,25$)

повышается вероятность растекания капли по поверхности горячей подложки без зажигания. При небольших скоростях $V_{\text{кап}}$ и высоких температурах $\Theta_{\text{п}}$ высока вероятность зажигания капли с несущественным изменением радиуса контактного пятна R_1 относительно начального (в момент соударения капли с разогретой подложкой).

Выявленные особенности исследуемых процессов тепломассопереноса обусловлены тем, что при деформации и растекании капли жидкости по нагретой поверхности радиус контактного пятна и площадь испарения увеличиваются. Но совместно с возрастанием площади испарения увеличивается площадь капли, которая «блокирует» выход паров горючего. При малых скоростях растекания и высоких температурах подложки скорость выхода паров горючего превышает гидродинамические скорости течения слоев капли. Разогретые пары горючего вступают в химическую реакцию с окислителем, которая ускоряется при достижении критических температур и концентраций. При высоких скоростях растекания ($V_{\text{кап}} > 0,25$) слои капли «закрывают» площадь испарения. Формирующиеся пары горючего создают контуры завихрений вблизи основания капли. Лишь малая доля этих паров выходит в газовую фазу и вступает в химическую реакцию с окислителем. При снижении скорости вдува паров горючего в парогазовую смесь увеличивается инерционность процессов тепломассопереноса. Этим обусловлено повышение времен задержки зажигания с увеличением $V_{\text{кап}}$ (табл. 6.3.2).

Установленные зависимости (табл. 6.3.1, 6.3.2) позволяют сделать вывод о том, что реализация условий воспламенения капли в рассматриваемой системе (рис. 6.1.2) зависит от достаточно сложного совместного влияния теплосодержания металлической подложки и динамики растекания капли. Для иллюстрации предельных значений параметров, характеризующих энергетический запас подложки и действие фактора растекания, при которых происходит зажигание капли жидкости, на рисунке

6.3.3 приведены зависимости времен задержки зажигания от скорости $V_{\text{кап}}$ при варьировании температуры $\Theta_{\text{п}}$.

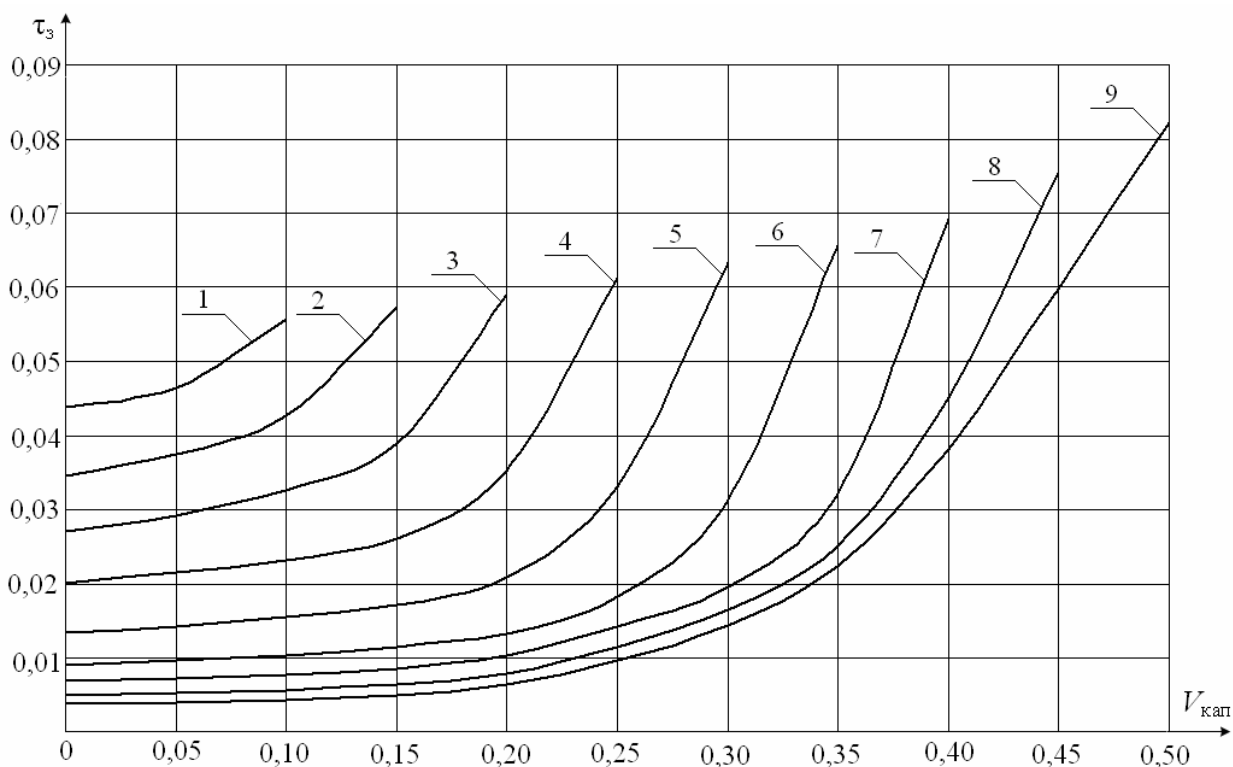


Рисунок 6.3.3. Зависимости времен задержки зажигания τ_z от начальной скорости растекания капли $V_{\text{кап}}$ при различных температурах подложки (1 – при $\Theta_{\text{п}}=0,7$; 2 – при $\Theta_{\text{п}}=0,8$; 3 – при $\Theta_{\text{п}}=0,9$; 4 – при $\Theta_{\text{п}}=1$; 5 – при $\Theta_{\text{п}}=1,1$; 6 – при $\Theta_{\text{п}}=1,2$; 7 – при $\Theta_{\text{п}}=1,3$; 8 – при $\Theta_{\text{п}}=1,4$; 9 – при $\Theta_{\text{п}}=1,5$)

Видно, что даже при высоких скоростях $V_{\text{кап}}$ (более 0,35) зажигание происходит. Однако, условия воспламенения реализуются только при $\Theta_{\text{п}} > 1,4$ и характеризуются относительно большими временами задержки зажигания ($\tau_z > 0,07$). Следует отметить, что при высоких температурах подложки ($\Theta_{\text{п}} > 1,4$) зависимость τ_z от $V_{\text{кап}}$ при варьировании скорости растекания в диапазоне $0 \leq V_{\text{кап}} \leq 0,15$ практически линейная (время задержки зажигания изменяется в пределах 1 %). Этот результат показывает, что существуют такие режимы зажигания капли, при которых доминирующую роль играет температура источника, а влияние других факторов незначительно.

Приведенные на рисунке 6.3.3 зависимости соответствуют группе аппроксимационных выражений для времен задержки зажигания при различных скоростях растекания каплей ($0 < V_{\text{кап}} < 0,5$).

Так, например,

$$\text{при } \Theta_{\text{п}}=0,7 \quad \tau_3 = 0,044 - 0,012V_{\text{кап}} + 1,32V_{\text{кап}}^2, \quad (6.3.1)$$

$$\text{при } \Theta_{\text{п}}=1 \quad \tau_3 = 0,019 + 0,118V_{\text{кап}} - 1,628V_{\text{кап}}^2 + 7,252V_{\text{кап}}^3, \quad (6.3.2)$$

$$\text{при } \Theta_{\text{п}}=1,5 \quad \tau_3 = 0,004 + 0,031V_{\text{кап}} - 0,335V_{\text{кап}}^2 + 1,184V_{\text{кап}}^3. \quad (6.3.3)$$

Для оценки масштабов влияния параметров капли на характеристики зажигания в таблицах 6.3.3, 6.3.4 приведены зависимости времен задержки зажигания от размеров и температуры капли керосина.

Таблица 6.3.3. Времена задержки зажигания в системе «стальная подложка – растекающаяся капля керосина – воздух» в зависимости от начального радиуса капли при $\Theta_{\text{а}}=\Theta_{\text{кап}}=0,283$, $\Theta_{\text{п}}=1,3$, $V_{\text{кап}}=0,05$

$R_{\text{кап}}$	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25
τ_3	0,00718	0,00720	0,00723	0,00727	0,00732

Таблица 6.3.4. Времена задержки зажигания в системе «стальная подложка – растекающаяся капля керосина – воздух» в зависимости от начальной температуры капли при $\Theta_{\text{а}}=0,283$, $\Theta_{\text{п}}=1,3$, $R_{\text{кап}}=0,1$, $V_{\text{кап}}=0,05$

$\Theta_{\text{кап}}$	0,273	0,278	0,283	0,288	0,293	0,298
τ_3	0,0098	0,0083	0,0072	0,0064	0,0059	0,0057

Анализ таблицы 6.3.3 позволяет сделать вывод о незначительном влиянии размеров капли на инерционность процессов тепломассопереноса. При варьировании радиуса капли в диапазоне $0,05 \leq R_{\text{кап}} \leq 0,25$ значения τ_3 меняются в пределах 2 %. В тоже время несущественное снижение τ_3 с уменьшением $R_{\text{кап}}$ показывает, что инерционность процессов тепломассопереноса при зажигании малых каплей несколько меньше, чем

больших. При этом начальная температура капли $\Theta_{\text{кап}}$ более масштабно влияет на характеристики зажигания (табл. 6.3.4), чем $R_{\text{кап}}$. Это обусловлено ускорением прогрева и испарения капли при повышении $\Theta_{\text{кап}}$.

В таблице 6.3.5 приведена зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры окислителя Θ_a .

Таблица 6.3.5. Времена задержки зажигания в системе «стальная подложка – растекающаяся капля керосина – воздух» в зависимости от начальной температуры окислителя при $\Theta_{\text{кап}}=0,283$, $\Theta_{\text{п}}=1,3$, $R_{\text{кап}}=0,1$, $V_{\text{кап}}=0,05$

Θ_a	0,273	0,278	0,283	0,288	0,293	0,298
τ_z	0,00753	0,00732	0,00720	0,00711	0,00705	0,00701

Видно, что при варьировании безразмерной температуры окислителя в диапазоне $0,273 \leq \Theta_a \leq 0,298$ значения τ_z меняются менее, чем на 7 %. При более высоких температурах подложки ($\Theta_{\text{п}} > 1,4$) и остальных адекватных параметрах процесса изменение τ_z для выбранного диапазона Θ_a составляет менее 4 %. Для системы «одиночная разогретая до высоких температур частица – жидкое топливо – воздух» начальная температура окислителя более масштабно влияет на инерционность зажигания даже при высоких (более 1500 К) температурах источников нагрева (п. 5.3, 5.4). Этот результат показывает, что в системах зажигания с массивным источником нагрева (рис. 6.1.1, 6.1.2) роль второстепенных факторов (особенно при высокой температуре $\Theta_{\text{п}}$) мала по сравнению с аналогичными системами при локальном источнике энергии малых размеров (металлические и неметаллические частицы, капли расплавленного металла, проволоочки).

По результатам выполненного анализа можно сделать вывод о том, что существуют режимы протекания процесса зажигания, при реализации которых влияние даже такого фактора, как растекание капли по поверхности нагретого тела, сопровождающееся фазовым переходом, незначительно (при

высоких температурах подложки $\Theta_{\text{п}}$, капли жидкости $\Theta_{\text{кап}}$ и окислителя $\Theta_{\text{а}}$, а также малых скоростях $V_{\text{кап}}$).

На базе модели, учитывающей динамику изменения формы капли и радиуса контактного пятна в системе «массивная стальная подложка – растекающаяся капля керосина – воздух» (рис. 6.1.2), установлено, что растекание замедляет процессы тепломассопереноса при зажигании жидкости. При растекании капли горючей жидкости скорости выхода паров горючего сопоставимы со скоростями течения слоев капли. При высоких скоростях растекания капля «блокирует» вдув паров горючего в газовую фазу. Поэтому при повышении скорости растекания капли снижается вероятность зажигания жидкости.

Анализ приведенных моделей тепломассопереноса при зажигании капли массивным нагретым телом показывает, что доминирующую роль в определении инерционности процессов тепломассопереноса играют факторы деформации капли. При этом роль энергетического запаса источника нагрева и внешних условий (температура влажность воздуха) менее значительна. Поэтому критические условия воспламенения капель жидких горючих веществ, в частности, углеводородных топлив, зависят от процесса взаимодействия с источником нагрева.

6.4 Сравнение условий тепломассопереноса при зажигании капель жидкостей массивным нагретым телом и жидких веществ локальными источниками энергии

Результаты выполненных исследований показали, что механизмы, режимы и характеристики процессов зажигания в системах «капля керосина – стальная подложка – воздух» и «керосин – стальная частица – воздух» существенно отличаются. Поэтому при моделировании таких процессов некорректно использовать единую базу кинетических параметров реакций

окисления. Для каждой системы необходимо специально определять кинетические параметры: энергию активации E и предэкспонент k_0 .

Известно достаточно много методик определения кинетических параметров процессов зажигания веществ, находящихся в различных агрегатных состояниях [93, 149, 150]. Созданы справочники с кинетикой окисления как для односложных компонентов, так и многофракционных веществ [115, 116]. В то же время результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов зажигания и горения показывают, что имеющаяся информация о кинетике различных химических реакций неполная. Это связано с тем, что при создании баз с кинетическими параметрами (энергия активации E и предэкспонент k_0) химических реакций пренебрегают рядом факторов, которые в определенных условиях играют существенную роль.

Так, например, при зажигании жидких конденсированных веществ источниками нагрева малых размеров (разогретые частицы, проволочки, сфокусированные потоки излучения) большое значение имеют процессы остывания источника энергии и испарения горючего [242–246]. Анализ существующих данных о кинетических параметрах химических реакций окисления паров жидких горючих веществ в воздухе показывает, что факторы ограниченности энергетического запаса источника нагрева, его остывания и возможной кристаллизации, а также нелинейного процесса испарения горючего не учитывались при определении E и k_0 .

При проведении численных исследований процессов тепломассопереноса в условиях зажигания жидких горючих веществ источниками нагрева с ограниченным теплосодержанием использовались известные значения E и k_0 [93, 149, 150]. Эти кинетические параметры были определены по результатам экспериментов в системе «капля жидкого горючего вещества – массивное нагретое тело – воздух». Опубликованных данных о параметрах E и k_0 для процессов зажигания в системе «жидкое горючее вещество – источник нагрева с конечным запасом энергии – воздух»

нет. В связи с этим при сравнении полученных результатов теоретических и экспериментальных исследований выявляются некоторые различия. Главным образом неточные значения E и k_0 приводят к значительному изменению скоростей химических реакций окисления паров горючего в воздухе, которые, в свою очередь, приводят к замедлению или ускорению процесса зажигания.

В таких условиях необходимы новые методики определения кинетических параметров E и k_0 для систем «жидкое горючее вещество – источник нагрева с конечным запасом энергии – воздух». Следует отметить, что разработка таких методик возможна лишь при появлении достоверных данных экспериментальных исследований и теоретических моделей, учитывающих полный комплекс взаимосвязанных физико-химических и гидродинамических процессов при зажигании.

На сегодняшний день создана группа моделей тепломассопереноса при газофазном зажигании жидкостей локальными источниками нагрева с конечным запасом энергии (одиночные металлические и неметаллические частицы, проволочки, источники излучения) [191, 244–247]. Получены результаты экспериментальных исследований процессов зажигания жидких топлив одиночными металлическими частицами малых размеров [98–102]. На основе этих результатов возможно создание новой методики определения E и k_0 для систем «жидкое топливо – одиночная частица – воздух».

Результаты теоретических [191, 244–247] и экспериментальных [98–102] исследований показали, что механизмы зажигания одиночными нагретыми до высоких температур металлическими частицами различных жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо, мазут) существенно отличаются. Так, например, установлено, что пары бензина могут воспламениться при пролете над поверхностью этого топлива «горячей» частицы малых размеров. Керосин, дизельное топливо и мазут воспламеняются только при непосредственном контакте с такими частицами.

Следует также отметить, что времена задержки зажигания бензина и керосина разогретыми частицами, полученные теоретически [245], отличаются от экспериментальных значений [102]. Так, например, для систем с частицами в форме цилиндрических дисков размерами $r_{\text{ч}}=3$ мм, $z_{\text{ч}}=3$ мм и начальной температурой $T_{\text{ч}}=1473$ К экспериментально [102] установлено, что время задержки для керосина составляет $t_3=0,022$ с, а для бензина равно $t_3=0,01$ с. Теоретически [245] установлено, что для керосина $t_3=0,984$ с, а для бензина $t_3=0,054$ с.

Полученные отклонения результатов теоретических и экспериментальных исследований можно объяснить использованием при моделировании процессов тепломассопереноса слишком обобщенных значений кинетических параметров k_0 и E для типичных жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо, мазут) [93, 149, 150]. Поэтому следует определить значения кинетических параметров для моделей «частица с конечным энергетическим запасом – жидкое топливо – окислитель», используя экспериментальные данные [102] и теоретические зависимости [245].

Рассмотрим процесс зажигания керосина неполностью погруженной в него стальной частицей, разогретой до температуры $T_{\text{ч}}=1473$ К, в форме диска размерами $r_{\text{ч}}=z_{\text{ч}}=3$ мм. Экспериментально полученное время задержки зажигания в этом случае составляет $t_3=0,022$ с [102]. В [144] для системы «керосин – воздух» приведены $k_0=7 \cdot 10^7$ с⁻¹ и $E=193,7$ кДж/моль. На основе теоретической модели тепломассопереноса [245] при таких k_0 и E получено $t_3=0,318$ с.

На рисунке 6.4.1 приведена экспериментальная зависимость t_3 от $T_{\text{ч}}$ для керосина. Очевидно, что для получения близких значений t_3 на базе модели [245] требуется варьировать значения k_0 и E . Если принимать значения k_0 и E независимыми от температуры, то результаты экспериментов и теоретических исследований существенно отличаются.

По четырем экспериментальным точкам (рис. 6.4.1) определена зависимость k_0 от $T_{\text{ч}}$. Результаты представлены на рисунке 6.4.2. Видно, что зависимость предэкспонента k_0 от начальной температуры источника тепла имеет нелинейный характер.

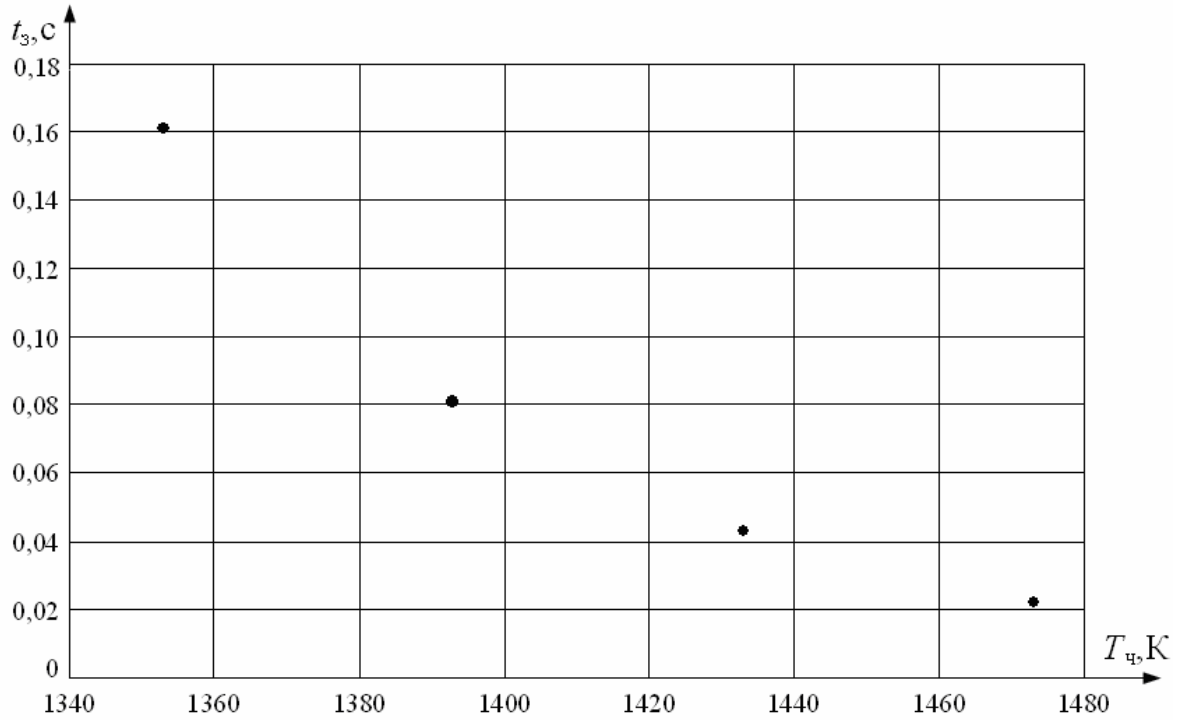


Рисунок 6.4.1. Экспериментальная зависимость времени задержки зажигания керосина от начальной температуры частицы [102] при $r_{\text{ч}}=z_{\text{ч}}=3$ мм

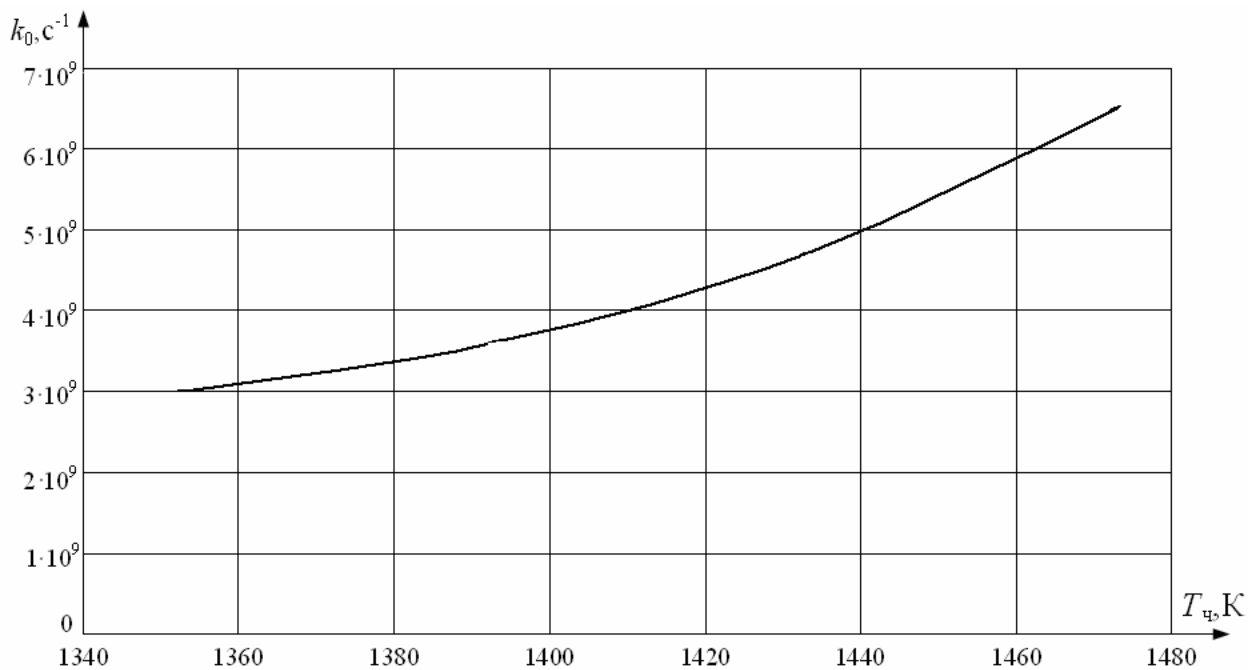


Рисунок 6.4.2. Зависимость предэкспонента k_0 от начальной температуры источника нагрева для системы «стальная частица – керосин – воздух»

При определении аппроксимационной формулы для k_0 использован метод Лагранжа [130]. По трем точкам экспериментальной зависимости определены коэффициенты интерполяционного полинома Лагранжа. В результате аппроксимационная формула для предэкспонента k_0 имеет следующий вид:

$$k_0 = A_0 + A_1 T_{\text{ч}} + A_2 T_{\text{ч}}^2, \quad (6.4.1)$$

где A_0, A_1, A_2 – коэффициенты ($A_0=277193906250, A_1=-414062500, A_2=156250$).

На рисунке 6.4.3 представлены результаты сравнения экспериментальных значений и результатов численного моделирования при энергии активации $E=193,7$ кДж/моль и предэкспоненте k_0 , определяемом по формуле (6.4.1).

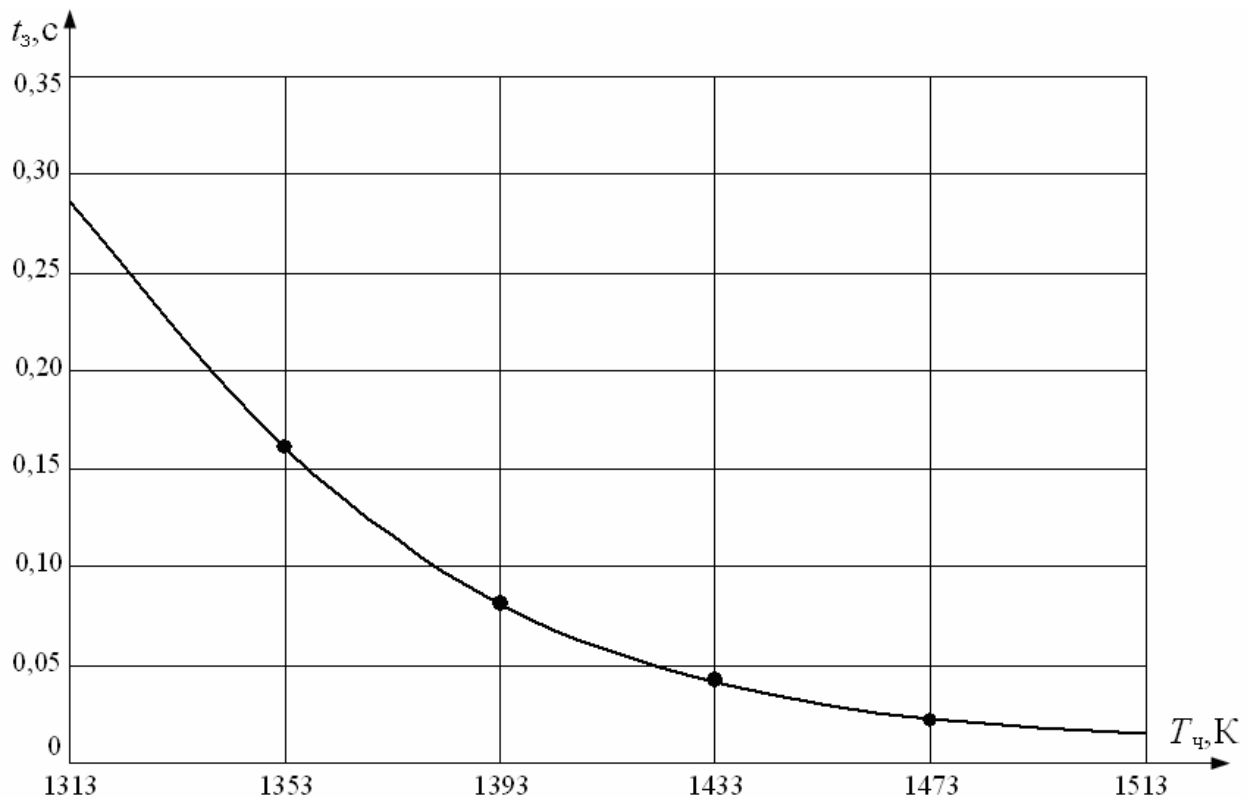


Рисунок 6.4.3. Зависимость времени задержки зажигания керосина от начальной температуры частицы при $r_{\text{ч}}=z_{\text{ч}}=3$ мм (● - экспериментальные значения [102], – - теоретическая зависимость)

Аналогичные результаты получены для дизельного топлива (рис. 6.4.4) при $E=205$ кДж/моль и k_0 , определяемом по формуле (6.4.1) с коэффициентами: $A_0=377418821196,275$, $A_1=-455204743,495$, $A_2=137112,875$.

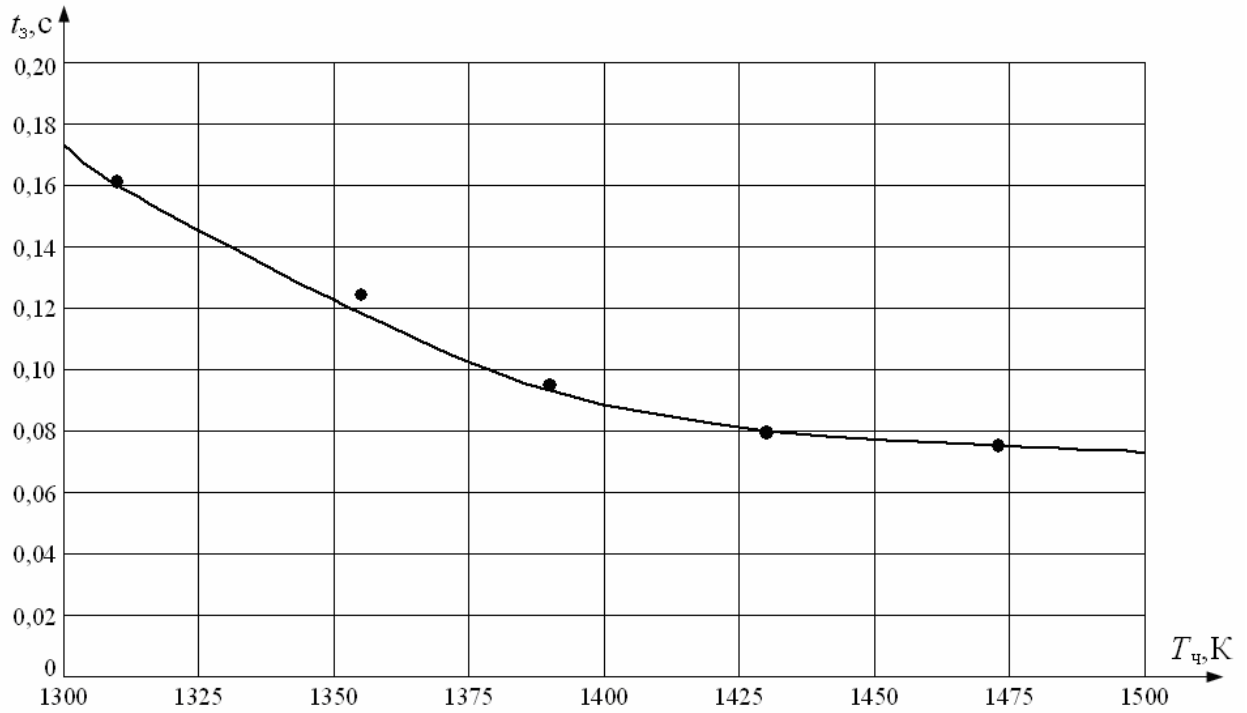


Рисунок 6.4.4. Зависимость времени задержки зажигания дизельного топлива от начальной температуры частицы при $r_{ч}=z_{ч}=3$ мм (● - экспериментальные значения [102], – - теоретическая зависимость)

Рисунок 6.4.4 показывает, что вычисленные на основе предложенной методики кинетические параметры E и k_0 позволяют получить времена задержки зажигания, близкие (отклонения не превышают 5 %) к экспериментальным данным. В тоже время следует отметить, что значения коэффициентов A_0 , A_1 , A_2 могут существенно изменяться с температурой. Поэтому определение точных данных теоретических исследований при постоянных A_0 , A_1 , A_2 возможно только в ограниченных диапазонах изменения температуры (до 300÷400 К).

Анализ полученных результатов позволил сделать вывод об удовлетворительном соответствии теоретически и экспериментально полученных данных о характеристиках газозажижения жидкостей

разогретыми металлическими частицами малых размеров (например, время задержки зажигания, положение зоны воспламенения относительно поверхности источника нагрева и границы испарения жидкости, инерционность отдельных стадий процесса). Можно заключить, что разработанные теоретические модели тепломассопереноса достаточно точно описывают комплексы взаимосвязанных физико-химических процессов при газофазном зажигании жидкостей. Они являются основой для создания общей теории зажигания жидкостей источниками нагрева с конечным энергетическим запасом.

Помимо методики определения кинетики зажигания типичных жидких топлив можно использовать полученные результаты для выявления процентного содержания примесей в углеводородных топливах и их соответствия заявляемой марке [248].

Для повышения качества отпускаемых жидких нефтепродуктов и, соответственно, уменьшения износа двигателей внутреннего сгорания необходимы недорогостоящие методики определения процентного содержания нерегламентированных примесей в горючих жидкостях. Целесообразно создание компактных устройств, которые могли бы за малый интервал времени определить какие-либо характеристики нефтепродукта, полностью отражающие его соответствие заявляемой марке.

На сегодняшний день проблема определения качества жидких нефтепродуктов интенсивно решается. Появляются новые подходы, методики и установки. В частности, известен способ определения фракционного состава углеводородного топлива по характеристикам процесса испарения [249]. Пробу жидкого топлива помещают в реакционный сосуд, измеряют интенсивность света с помощью волоконно-оптического датчика с внешней амплитудной модуляцией и фиксируют первоначальный уровень жидкости. Нагревают пробу до температуры кипения и выдерживают ее. Затем измеряют интенсивность света и по величине

изменения интенсивности света в волоконно-оптическом датчике определяют фракционный состав топлива.

Известен и другой способ определения фракционного состава углеводородных топлив [250]. Анализируемое жидкое вещество помещают в реакционный сосуд и погружают в него термочувствительный элемент. Затем термочувствительный элемент нагревают до полного испарения жидкого топлива и определяют зависимость температуры термочувствительного элемента от времени испарения, по которой судят о фракционном составе анализируемого вещества.

К недостаткам этих способов следует отнести длительность определения фракционного состава, существенную нелинейность процессов испарения жидкостей, по интенсивности которых делают вывод о фракционном составе, сложность способов и конструкций устройств для их реализации, отсутствие мобильности. Также известна группа других разработок [251–253], не получивших широкое распространение.

Поэтому актуальна задача быстрого определения соответствия жидкого нефтепродукта заявляемой марке и оценка процентного содержания в нем ненормированных примесей. По результатам выполненных численных исследований разработан способ [248], основанный на сравнении времен задержки зажигания тестируемого и эталонного топлив локальными источниками нагрева малых размеров.

Согласно предложенному способу проба нефтепродукта заливается в реакционный огнестойкий сосуд и указывается марка тестируемого нефтепродукта вычислительному устройству. Металлическая частица разогревается до фиксированной температуры $T_{\text{ч}}$ в подогревательной камере, расположенной над поверхностью нефтепродукта. По сигналу вычислительного устройства в подогревательной камере открывается заслонка и частица падает на поверхность нефтепродукта. Далее тестируемый нефтепродукт разогревается за счет тепла металлической частицы, происходит его испарение и воспламенение. Вычислительное

устройство фиксирует время с момента начала теплового контакта частицы с нефтепродуктом до его воспламенения, которое представляет собой время задержки зажигания t_3 . По рассчитанной величине t_3 и хранящемуся в памяти вычислительного устройства эталонному значению t_3 для тестируемого нефтепродукта вычислительное устройство определяет соответствие или несоответствие нефтепродукта заявляемой марке и содержание в нем ненормированных примесей.

Целесообразно также отметить, что разработанная группа программ для ЭВМ [254–258], позволивших получить численные результаты, приведенные в диссертации, может быть использована при доработке существующей теории тепломассопереноса с химическими превращениями и фазовыми переходами, в новых разработках в области тепломассопереноса, гидродинамики, химической кинетики, механики жидкости, газа и плазмы, а также при подготовке и переподготовке специалистов в области теплофизики и теплотехники.

Следует особенно подчеркнуть практическую значимость результатов выполненных теоретических исследований, результаты которых приведены в главах 3–6. Можно выделить несколько достаточно крупных приложений, таких, например, как военная, космическая и специальная техника, а также пожаровзрывобезопасность веществ и материалов.

Процессы зажигания зарядов в баллистических установках особенно широко исследуются в нашей стране и за рубежом на протяжении последних тридцати лет. В последние годы получили развитие электротермохимические ускорители, обладающие преимуществами перед традиционными пороховыми ствольными системами по стабильности выстрела и повышению начальной скорости метаемого тела. Подавляющее большинство открытых публикаций по электротермохимическому зажиганию метательных зарядов посвящены электроплазменным и электромагнитным технологиям, которые применимы при использовании традиционных топливных композиций. Для нетрадиционных высокоэнергетических топлив (жидкие, гелеобразные,

пастообразные конденсированные вещества) неприменимы электроплазменные и электромагнитные технологии из-за больших затрат электрической энергии. У.И. Гольдшлегером, В.В. Барзыкиным, А.Г. Мержановым [80–84] предложена спрей-технология – зажигание высокоэнергетических топлив двухфазным газовым потоком (разогретый газ с твердыми частицами малых размеров). Показано, что механизм зажигания базируется на взаимодействии локальных источников нагрева – разогретых частиц с конденсированными веществами. Однако, научные основы этих процессов оставались непроработанными в полной мере до последнего времени. Выполненные диссертационные исследования позволили существенно расширить теоретические представления в этой области. Создана общая теория тепломассопереноса при зажигании конденсированных веществ в условиях локального нагрева [191]. Определены необходимые и достаточные условия для инициирования реакций зажигания большой группы жидких, гелеобразных и твердых конденсированных веществ. Сформулированы соответствующие рекомендации по применению процессов зажигания конденсированных веществ локальными источниками ограниченной энергоемкости в специальных установках.

Также в дополнение к известным нормативным документам можно сформулировать рекомендации по проведению технологических операций (сварка и резка металлических конструкций), приводящих к формированию локальных источников энергии (нагретые до высоких температур частицы металлов), в непосредственной близости от участков хранения, перегрузки и транспортирования жидких горючих и легковоспламеняющихся веществ.

Так, например, при проведении огневых работ в помещениях, предназначенных для хранения горючих жидкостей, рекомендуется:

1. Проводить огневые работы при минимально возможных температурах функционирования сварочных аппаратов согласно [18–20].

2. Использовать закрытые сосуды для хранения жидких горючих веществ. Это позволит предотвратить возможность испарения жидкостей в комнатных условиях и формирование опасных парогазовых смесей.
3. Установить в помещении минимальную температуру и максимальную влажность воздуха (п. 5.1–5.4), при которых возможно хранение горючих жидкостей.
4. Организовать принудительную вентиляцию помещения (скорость воздушных потоков не менее 2 м/с) перед проведением работ (п. 4.4).
5. Обеспечить достаточную удаленность сварочных электродов от резервуаров и участков перегрузки жидкостей (минимальное расстояние, при прохождении которого формирующиеся источники энергии – металлические частицы остывают до «безопасных» температур). Использовать результаты численных (п. 5.1–5.4) и экспериментальных исследований [102], а также методику [9].
6. Устранить посторонние предметы (например, ткани, пропитанные смазочными и горючими веществами) с рабочих участков.

Следует подчеркнуть, что выше приведены общие рекомендации, которые можно адаптировать под конкретные условия проведения огневых работ на различных производствах.

Подводя итог выполненным при написании диссертации исследованиям, целесообразно подчеркнуть, что разработанная общая теория тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей типичными локальными источниками энергии обладает большим прогностическим потенциалом. Так, например, задачи газофазного зажигания твердых конденсированных веществ (в частности, композиционных и полимерных материалов) могут быть решены с использованием разработанного при написании диссертации математического аппарата (глава 2). При этом задача о зажигании, например, термопластичного полимерного аморфного материала будет существенно проще по постановке и процедуре решения задачи о зажигании горючей

жидкости нагретой до высоких температур частицей или проволочкой. Скорости процессов термического разложения и сублимации полимеров много меньше скоростей испарения горючих и пожароопасных жидкостей при идентичных условиях нагрева. Соответственно, интенсивность всех процессов тепломассопереноса будет у полимеров ниже, чем у жидкости. В итоге градиенты температур и скорости их изменения в области решения будут существенно ниже. Последнее повлечет за собой и существенное упрощение методов и алгоритмов решения задач зажигания твердых конденсированных веществ локальными источниками. Решение задач зажигания полимеров в рассматриваемых условиях будет упрощено еще и потому, что процесс термического разложения полимерных материалов протекает не на поверхности, как испарение жидкости, а в небольшой по размерам зоне, соответствующей перепаду температур $400 \div 800$ К. Эта деталь значительно упрощает алгоритм вычислений, потому что становится возможным использование более крупных шагов разностей сетки по пространственным и временной координатам.

Аналогичные задачи зажигания могут быть решены и для природных веществ (древесина, уголь, торф и др.). В этом случае математический аппарат, представленный в диссертации, является достаточным для моделирования процессов газофазного зажигания любых природных веществ.

Наиболее сложным для численного моделирования из всех возможных вариантов, скорее всего, является зажигание кристаллических полимерных материалов, плавящихся при высокотемпературном нагреве, а затем проходящих стадию термического разложения. Но и в этом случае задача по существу сведется к решению систем уравнений (с соответствующими краевыми условиями), приведенных во второй главе, в зависимости от формы источника нагрева и условий его взаимодействия с горючим материалом. Можно утверждать, что и для этой группы пожароопасных

материалов разработаны теоретические основы анализа условий зажигания при локальном нагреве.

Выводы по шестой главе

1. Для сравнения механизмов, режимов и характеристик зажигания капель жидкостей массивными нагретыми телами и жидких горючих веществ локальными источниками энергии разработаны модели тепломассопереноса «массивная разогретая подложка – капля жидкого топлива – окислитель». Впервые эти модели учитывают растекание и деформацию капли при контакте с нагретой поверхностью, а также формирование парового зазора между каплей и массивным источником нагрева. При этом численные исследования выполнены для капель с морфологией, представляющей комбинацию сфероидального сегмента и торообразного диска и отражающей наиболее общий вид капель жидкостей в реальных процессах. При численном моделировании выполнено сопряжение сферической и цилиндрической координатных сеток в условиях динамического изменения конфигурации системы.
2. На базе модели тепломассопереноса, учитывающей динамику изменения формы капли и радиуса контактного пятна в системе «массивная нагретая до высоких температур подложка – растекающаяся капля жидкого топлива – воздух», впервые установлено, что растекание замедляет процесс зажигания. Выявлены предельные скорости растекания капель, при которых не реализуются условия воспламенения. Установлены особенности формирования парового зазора под каплей, при котором она «блокирует» выход паров и их смешение с окислителем. Получены аппроксимационные выражения, связывающие времена задержки зажигания капли жидкости со скоростью ее растекания и температурой подложки.

3. Показано, что в отличие от режимов зажигания жидких конденсированных веществ локальными источниками нагрева при взаимодействии капли горючей жидкости с массивной нагретой поверхностью зона воспламенения ни при каких условиях не локализуется в области парового зазора между каплей и горячей поверхностью. Скорости химических реакций окисления паров капли максимальны вблизи ее боковой поверхности.
4. Установлены характерные времена протекания процессов тепломассопереноса при зажигании капель жидкостей. Выделены существенные (несколько порядков) отклонения времен задержки зажигания для систем с массивными и локальными источниками энергии. Проанализированы отличия механизмов тепломассопереноса в условиях подвода энергии от источников малой и неограниченной энергоемкости.
5. Приведенные оценки масштабов влияния параметров капли и окружающего воздуха на условия тепломассопереноса и характеристики зажигания показали, что определяющую роль при зажигании капли жидкости играет ее «подготовленность» (температура, скорость осаждения на поверхность и т.д.).
6. Впервые разработана относительно простая методика определения кинетических параметров (k_0 и E) зажигания жидких горючих веществ источниками нагрева с ограниченным запасом энергии. Вычисленные по этой методике значения k_0 и E позволяют существенно (отклонения не превышают 5 %) приблизить результаты численного моделирования к известным экспериментальным данным.
7. Предложенную методику определения значений k_0 и E можно использовать в качестве базовой для уточнения кинетических параметров реакций окисления жидких углеводородных топлив в условиях локального подвода энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложен новый подход к теоретическому анализу тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей источниками ограниченной энергоемкости, отличающийся от известных учетом полного комплекса взаимосвязанных процессов тепломассопереноса, фазовых превращений, химического реагирования, гидродинамических процессов, применением новых алгоритмов численного моделирования и оценки достоверности полученных результатов.
2. Впервые сформулированы физические модели тепломассопереноса при зажигании жидкостей и парогазовых смесей для большой группы наиболее типичных и широко распространенных систем: «нагретая частица – жидкое горючее вещество – окислитель», «нагретая частица – пленка жидкого горючего вещества – окислитель», «неподвижная разогретая проволочка – смесь паров жидкого вещества с окислителем», «разогретая частица – ткань, пропитанная жидким горючим веществом – окислитель», «движущаяся разогретая частица – смесь паров жидкого вещества с окислителем», «сфокусированный поток излучения – жидкое вещество – окислитель», «капля жидкого вещества – массивное нагретое тело – окислитель». Это позволяет использовать полученные результаты для анализа закономерностей взаимодействия жидкостей и локальных источников энергии в различных условиях.
3. Впервые поставлены и решены нелинейные нестационарные задачи тепломассопереноса при газофазном зажигании жидких конденсированных веществ одиночной нагретой до высоких температур частицей малых размеров с учетом основных физико-химических процессов: теплоперенос в твердой, жидкой и газовой фазах, испарение жидкости, диффузионно-конвективный массоперенос паров горючего в среде окислителя, радиационный теплоотвод энергии и кристаллизация

- материала источника нагрева, формирование парового зазора между частицей и поверхностью жидкости, погружение источника в жидкость.
4. Впервые выявлены масштабы влияния условий контакта источника нагрева с испаряющейся жидкостью и формирующейся парогазовой смесью на характеристики процессов тепломассопереноса. Проанализированы гидродинамические процессы формирования парового зазора между источником и жидким веществом, внедрения нагретого тела в жидкость в условиях фазовых переходов, а также отношения площадей погруженной и открытой поверхностей источника. Определены роли теплоотвода в жидкость и смесь при инициировании реакции окисления паров вещества. Впервые показано, что условия тепломассопереноса, характеризующиеся минимальной инерционностью, реализуются при положении источника энергии на поверхности жидкости.
 5. Впервые установлены особенности (несколько режимов тепломассопереноса с последующим зажиганием) тепломассопереноса при зажигании жидкостей несколькими источниками ограниченной энергоемкости, внедренными в жидкое вещество. Определены условия, при которых «совместное» действие источников мало и описание таких процессов возможно в рамках системы «одионый источник нагрева – жидкость – окислитель».
 6. Установлено, что в отличие от твердых конденсированных веществ при зажигании жидкостей источниками ограниченной энергоемкости возможны условия, при которых конфигурация источника играет определяющую роль. Для анализа этого фактора впервые решена группа задач тепломассопереноса при взаимодействии пленок жидкостей с горячими частицами в форме параллелепипеда, цилиндрического диска и полусферы.
 7. Показано, что при контакте источника энергии, находящегося в расплавленном состоянии, процессы прогрева и испарения жидкости протекают быстрее. Это обусловлено выделением дополнительной

энергии при кристаллизации материала источника в процессе его остывания.

8. Впервые установлены масштабы влияния шероховатости поверхности погруженного в жидкое вещество источника нагрева на характеристики зажигания. В зависимости от размеров элементов шероховатости и энергетического запаса источника – разогретой частицы выделены три режима зажигания. Аналогичные режимы установлены при контакте жидкостей с гладкими источниками. Показано, что при погружении разогретых гладких частиц в отличие от шероховатых зажигание ни при каких условиях не происходит в паровом зазоре под источником.
9. Установлено, что при совместном влиянии естественной конвекции и диффузии интенсивность химической реакции окисления паров жидкого вещества с окислителем характеризуется в большей степени не диффузионным переносом, а переносом тепла вместе с парами горючего за счет конвекции. Впервые исследован сложный процесс смешанной конвекции паров горючего и окислителя в малой окрестности испаряющейся жидкости и остывающего источника нагрева. Установлены условия, при которых вынужденная конвекция окислителя играет доминирующую роль при зажигании парогазовой смеси.
10. Впервые сформулированы упрощенные одномерные модели тепломассопереноса в системах «локальный источник нагрева – жидкое топливо – окислитель». Определены условия, при которых возможно их использование.
11. Впервые поставлены и решены задачи тепломассопереноса при зажигании разогретой частицей смесей окислителя и паров жидких веществ, поступающих с поверхности ткани, пропитанной горючим веществом. Установлены зависимости времен задержки зажигания от начальной температуры источника и объёмной доли жидкости в материале ткани, теплофизических характеристик взаимодействующих

веществ. Показано, что даже при относительно небольшой объёмной доле жидкости возможно возгорание.

12. Впервые установлены масштабы влияния на условия тепломассопереноса и реакций окисления группы факторов (энергетический запас, траектория, скорость движения и удаленность источника нагрева от поверхности жидкости, температура и влажность воздуха) при зажигании смесей паров жидких веществ и окислителя движущимися по различным траекториям локальными источниками нагрева – разогретыми частицами.
13. Впервые поставлена и решена задача тепломассопереноса при зажигании пленки жидкого топлива непрерывно действующим сфокусированным потоком излучения. Установлены масштабы влияния поглощения энергии излучения формирующейся парогазовой смесью, а также соотношения между подводимой и расходуемой при испарении энергиями на условия разогрева жидкого вещества. Показано, что при поглощении энергии смесью времена задержки зажигания увеличиваются. Это обусловлено уменьшением доли энергии, подведенной к жидкости, и снижением массовой скорости испарения вещества.
14. Разработаны модели тепломассопереноса в системе «массивная разогретая подложка – капля жидкого топлива – окислитель», впервые учитывающие деформацию и растекание капли по нагретой поверхности с формированием парового зазора. Проведено сравнение условий тепломассопереноса при зажигании капель жидкостей массивными нагретыми телами и жидких горючих веществ локальными источниками энергии. Определены масштабы влияния этих факторов на условия тепломассопереноса. Изучена сложная морфология капли (комбинация торообразного диска вблизи основания и сфероидального сегмента) при ее контакте с твердой подложкой. Установлены особенности формирования парового зазора под каплей, при котором она «блокирует» выход паров и их смешение с окислителем.

15. Впервые создана общая теория тепломассопереноса при зажигании жидких конденсированных веществ и парогазовых смесей в условиях локального подвода энергии, фазовых переходов и химического реагирования. Совокупность теоретических положений и выводов можно квалифицировать как новые крупные достижения в развитии теории тепломассопереноса при физико-химических превращениях.
16. Сформулированные теоретические следствия являются основой прогностического моделирования пожарной опасности технологических процессов, технических систем и условий работы различных специальных объектов с использованием, транспортировкой, хранением, добычей и переработкой горючих и легковоспламеняющихся жидкостей. Впервые получены аппроксимационные выражения, связывающие времена задержки зажигания жидких веществ с основными параметрами локальных источников энергии.

Автор выражает благодарность научному консультанту – доктору физико-математических наук, профессору Гению Владимировичу Кузнецову за его замечания, рекомендации, размышления и помощь в обсуждении результатов выполненных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карабин, А.И. Сжигание жидкого топлива в промышленных установках / А.И. Карабин. – М.: Металлургия, 1966. – 371 с.
2. Зрелов, В.Н. Жидкие ракетные топлива / В.Н. Зрелов. – М.: Химия, 1975. – 320 с.
3. Собурь, С.В. Предпринимателю о пожарной безопасности предприятия / С.В. Собурь. – М.: Пожнаука, 2004. – 354 с.
4. Горшков, В.И. Тушение пламени горючих жидкостей / В.И. Горшков. – М.: Пожнаука, 2007. – 268 с.
5. Грипас, С.А. Пожарная опасность производственных процессов: сборник официальных материалов и рекомендаций / С.А. Грипас, С.А. Скобелев, В.В. Денисенко. – Киев: Техника, 1980. – 245 с.
6. Собурь, С.В. Пожарная безопасность нефтегазохимических предприятий: справочник / С.В. Собурь. – М.: ПожКнига, 2004. – 431 с.
7. Баратов, А.Н. Горение – Пожар – Взрыв – Безопасность / А.Н. Баратов. – М.: ФГУП ВНИИПО МЧС России, 2003. – 364 с.
8. Молчанов, В.П. Основные принципы обеспечения пожарной безопасности объектов добычи нефти и газа / В.П. Молчанов // Пожарная безопасность. – 2004. – № 1. – С. 29–32.
9. ГОСТ 12.1.004 – 91. Система стандартов безопасности труда. Пожарная безопасность. Общие требования. – Москва. 1996. – 35 с.
10. Акинин, Н.И. Статистический анализ причин аварий и травматизма на опасных производственных объектах / Н.И. Акинин, Н.Н. Булхов, В.А. Гериш // Пожаровзрывобезопасность. – 2010. – № 10. – С. 53–55.
11. Статистика пожаров в Российской Федерации за 7 месяцев 2006 г. // Пожаровзрывобезопасность. – 2006. – № 5. – С. 68.
12. Олтян, И.Ю. Прогнозирование последствий аварий на пунктах слива-налива нефти и нефтепродуктов / И.Ю. Олтян // Технологии техносферной безопасности. – 2007. – № 4. – С. 32–37.

13. Новости, конференции, выставки // Пожаровзрывобезопасность. – 2008. – № 4. – С. 8.
14. Акатъев, В.А. Основы взрывопожаробезопасности / В.А. Акатъев. – М.: Изд-во МГТУ, 2004. – 384 с.
15. Дьяконов, В.В. Вернуть статистике достоверность / В.В. Дьяконов // Пожарное дело. – 1988. – № 10. – С. 18–23.
16. Кошмаров, Ю.А. Пожарная профилактика систем вентиляции / Ю.А. Кошмаров, М.П. Башкирцев, И.Т. Светашов, В.И. Сидорук. – М.: ВИПТШ МВД СССР, 1981. – 158 с.
17. Романенков, И.Г. Огнезащита строительных конструкций / И.Г. Романенков, Ф.А. Левитес. – М.: Стройиздат, 1991. – 320 с.
18. Хренов, К.К. Сварка, резка и пайка металлов / К.К. Хренов. – М.: Машиностроение, 1970. – 408 с.
19. Ерохин, А.А. Основы сварки плавлением. Физико–химические закономерности / А.А. Ерохин. – М.: Машиностроение, 1973. – 443 с.
20. Куликов, В.П. Технология сварки плавлением / В.П. Куликов. – Минск: Дизайн ПРО, 2000. – 256 с.
21. Кравченко, В.С. Воспламеняющая способность электрического искрения / В.С. Кравченко // Электричество. – 1952. – № 9. – С. 21–25.
22. Кочерга, Н.Г. Исследование условий обеспечения взрывоопасности рудничного производства, при эксплуатации которого возможно фрикционное горение: автореферат диссертации кандидата технических наук / Кочерга Николай Георгиевич. – Москва, 1967. – 22 с.
23. Гескин, С.С. Поджигание горючих смесей при одиночных ударах и моделирование процесса искрообразования / С.С. Гескин, И.И. Стрижевский // Безопасность труда в промышленности. – 1968. – № 4. – С. 49–51.
24. Монюшко, В.Н. Количественная оценка взрывоопасности фрикционных искр / В.Н. Монюшко // Безопасность труда в промышленности. – 1983. – № 12. – С. 37–38.

25. Правила изготовления взрывозащищенного и рудничного электрооборудования. – М.: Энергия, 1969. – 223 с.
26. Jansson, L. Are mechanical sparks an exaggerated risk in process industry / L. Jansson, J. Lohdi, M. Rentsch-Jonas, B. Simonsson // Proceedings of international symposium on hazards, prevention and mitigation of industrial explosions. The eighth international colloquium on dust explosions. Illinois, USA. – 1998. – P. 171–174.
27. Ассовский, И.Г. Взаимодействие лазерного излучения с реагирующим веществом. Критический диаметр светового пучка / И.Г. Ассовский // Доклады РАН. Химия. – 1994. – № 6. – С. 143–150.
28. Медведев, В.В. Влияние интенсивности лазерного излучения на пороги зажигания пористого двухосновного топлива / В.В. Медведев // Химическая физика. – 2004. – № 3. – С. 73–78.
29. 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. – М.: Изд-во ИПХФ РАН, 2009. – С. 308–310.
30. 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. – М.: Изд-во ИПХФ РАН, 2009. – С. 326–328.
31. Архипов, В.А. Особенности зажигания высокоэнергетических материалов лазерным излучением / В.А. Архипов, К.Н. Беркутов, И.А. Евсеенко, А.Г. Коротких // Материалы Всероссийской научной конференции «Современная баллистика и смежные вопросы механики». – Томск: Изд-во НИИ ПММ ТГУ, 2009. – С. 111–114.
32. Щетинский, Е.А. Тушение лесных пожаров / Е.А. Щетинский. – М.: ВНИИЛМ, 2002. – 104 с.

33. Даффи, Дж. Солнечная энергетика. Физико-технические основы разработки / Дж. Даффи, У. Бекман. – М.: «Интеллект», 2009. – 1200 с.
34. Кумагаи, С. Горение / С. Кумагаи. – М.: Химия, 1979. – 255 с.
35. Вильямс, Ф.А. Теория горения / Ф.А. Вильямс. – М.: Наука, 1971. – 615 с.
36. Варнатц, Ю.М. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / Ю.М. Варнатц. – М.: Физматлит, 2006. – 352 с.
37. Парахин, Н.Ф. Топливо и теория горения / Н.Ф. Парахин. – Севастополь: Вебер, 2003. – 170 с.
38. Новожилов, Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив / Б.В. Новожилов. – М.: Наука, 1973. – 176 с.
39. Зельдович, Я.Б. Математическая теория горения и взрыва / Я.Б. Зельдович. – М.: Наука, 1980. – 478 с.
40. Гусаченко, Л.К. Моделирование процессов горения твердых топлив / Л.К. Гусаченко, В.Е. Зарко, В.Я. Зырянов, В.П. Бобрышев. – Новосибирск: Наука, 1985. – 182 с.
41. Зельдович, Я.Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ / Я.Б. Зельдович. В кн.: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. – М.: Наука, 1982. – С. 49–86.
42. Зельдович, Я.Б. Горение пороха при переменном давлении / Я.Б. Зельдович. В кн.: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. – М.: Наука, 1982. – С. 278–300.
43. Беляев, А.Ф. О горении взрывчатых веществ / А.Ф. Беляев. В кн.: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. – М.: Наука, 1982. – С. 35–43.
44. Бекстед, М.В. Современный прогресс в моделировании горения твердого топлива / М.В. Бекстед // Физика горения и взрыва. – 2006. – № 6. – С. 4–24.
45. Блинов, В.И. Диффузионное горение жидкостей / В.И. Блинов, Г.Н. Худяков. – М.: Изд-во АН СССР, 1961. – 201 с.

46. Варшавский, Г.А. Горение капли жидкого топлива / Г.А. Варшавский. – В кн.: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. – М.: Наука, 1982. – С. 87–107.
47. Френкель, Я.И. Кинетическая теория жидкостей / Я.И. Френкель. – М.: Наука. – 1975. – 592 с.
48. Химия горения / Под ред. У. Гардинера. – М.: Мир, 1988. – 461 с.
49. Коршак, А.А. Массоотдача в емкости с частично открытой поверхностью бензина / А.А. Коршак, С.А. Коршак // Транспорт и хранение нефтепродуктов. – 1998. – № 10. – С. 24–25.
50. Беляев, А.Ф. О горении нитрогликоля / А.Ф. Беляев. В кн.: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. – М.: Наука, 1982. – С. 10–34.
51. Намятов, И.Г. Диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке / И.Г. Намятов, С.С. Минаев, В.С. Бабкин, В.А. Бунев, А.А. Коржавин // Физика горения и взрыва. – 2000. – № 5. – С. 12–21.
52. Похил, П.Ф. Горение порошкообразных металлов в активных средах / П.Ф. Похил, А.Ф. Беляев, Ю.В. Фролов. – М.: Наука, 1972. – 294 с.
53. Dreizin, E.L. On the mechanism of asymmetric aluminum particle combustion / E.L. Dreizin // Combustion and flame. – 1999. – V. 117. – P. 841–850.
54. Бекстед, М.В. Математическое моделирование горения одиночной алюминиевой частицы / М.В. Бекстед, У. Лианг, К.В. Паддупаккам // Физика горения и взрыва. – 2005. – № 6. – С. 15–33.
55. Кузнецов, В.Р. Турбулентность и горение / В.Р. Кузнецов, В.А. Сабельников. – М.: Наука, 1986. – 288 с.
56. Hulek, T. Computations of steady-state and transient premixed turbulent flames using PDF methods / T. Hulek, R.P. Lindstedt // Combustion and flame. – 1996. – V. 104. – P. 481–504.
57. Lindstedt, R.P. Modeling of premixed turbulent flames with second moment methods / R.P. Lindstedt, E.M. Vaos // Combustion and flame. – 1999. – V. 116. – P. 461–485.

58. Lindstedt, R.P. Joint scalar transported PDF modeling of nonpiloted turbulent diffusion flames / R.P. Lindstedt, H.C. Ozarovsky // *Combustion and flame*. – 2005. – V. 143. – P. 471–490.
59. Золотко, А.Н. Воспламенение и горение газовзвесей / А.Н. Золотко, Я.И. Вовчук, В.Г. Шевчук, Н.И. Полетаев // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – № 6. – С. 3–14.
60. Кузнецова, С.А. Турбулентное горение нефтепродуктов в резервуарах / С.А. Кузнецова // *Материалы VI международной молодежной научно-технической конференции «Севергеозкотех – 2005»*. – Ухта: Изд-во УГТУ, 2005. – С. 145–147.
61. Lindstedt, R.P. Transported PDF modeling of high-Reynolds-number premixed turbulent flames / R.P. Lindstedt, E.M. Vaos // *Combustion and flame*. – 2006. – V. 145. – P. 495–511.
62. Wang, Y. Direct numerical simulation of ignition in turbulent n-heptane liquid-fuel spray jets / Y. Wang, C.J. Rutland // *Combustion and flame*. – 2007. – V. 149. – P. 353–365.
63. Иссерлин, А.С. Основы сжигания газового топлива: справочное руководство / А.С. Иссерлин. – Ленинград: Недра, 1980. – 271 с.
64. Льюис, Б. Горение, пламя и взрывы в газах / Б. Льюис, Г. Эльбе. – М.: Мир, 1968. – 468 с.
65. Ермолаев, Б.С. Закономерности горения слоевых конденсированных систем / Б.С. Ермолаев, Ф.И. Коротков, Ю.В. Фролов // *Физика горения и взрыва*, 1970. – № 3. – С. 277–285.
66. Фитджеральд, Р.П. Горение слоевых топлив. Теоретические исследования / Р.П. Фитджеральд, М.К. Брюстер // *Физика горения и взрыва*. – 2006. – № 1. – С. 3–21.
67. Вадченко, С.Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков в зазоре) / С.Г. Вадченко // *Физика горения и взрыва*. – 2001. – № 2. – С. 42–50.

68. Бахман, Н.Н. Горение гетерогенных конденсированных систем / Н.Н. Бахман, А.Ф. Беляев. – М.: Наука, 1967. – 227 с.
69. Рашковский, С.А. Статистическая модель горения гетерогенных конденсированных смесей / С.А. Рашковский // Физика горения и взрыва. – 1992. – № 6. – С. 111–120.
70. Мержанов, А.Г. Гетерогенная модель твердопламенного горения: численный эксперимент / А.Г. Мержанов, А.Н. Перегудов, В.Т. Гонтковская // Доклады РАН. – 1998. – Т. 360. – С. 217–219.
71. Сполдинг, Д.Б. Основы теории горения / Д.Б. Сполдинг. – М.: Госэнергоатомиздат, 1959. – 320 с.
72. Основы практической теории горения / Под ред. В.В. Померанцева. – Ленинград: Энергия, 1973. – 263 с.
73. Мальцев, В.М. Основные характеристики горения / В.М. Мальцев. – М.: Химия, 1977. – 320 с.
74. Вилунов, В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ / В.Н. Вилунов. – Новосибирск: Наука, 1984. – 190 с.
75. Сеплярский, Б.С. Нестационарная теория зажигания конденсированных веществ накаливаемой поверхностью / Б.С. Сеплярский // Доклады АН СССР. – 1988. – №1. – С. 96–99.
76. Сеплярский, Б.С. Закономерности зажигания водородо-кислородных-азотных смесей нагретой поверхностью / Б.С. Сеплярский, А.Н. Иванова, В.В. Азатян // Тезисы докладов XIV симпозиума по горению и взрыву. – Черногловка: Изд-во ИПХФ РАН, 2008. – С. 166.
77. Зельдович, Я.Б. К теории зажигания / Я.Б. Зельдович // Доклады АН СССР. – 1963. – № 2. – С. 283–285.
78. Вилунов, В.Н. К тепловой теории зажигания / В.Н. Вилунов // Физика горения и взрыва. – 1966. – № 2. – С. 77–82.
79. Merzhanov, A.G. The present state of the thermal ignition theory. An invited review / A.G. Merzhanov, A.E. Averson // Combustion and flame. – 1971. – V. 1. – P. 89–124.

80. Барзыкин, В.В. Зажигание конденсированных веществ дисперсным потоком / В.В. Барзыкин, У.И. Гольдшлегер, А.Г. Мержанов // Доклады АН СССР. –1970. – № 1. – С. 111–114.
81. Гольдшлегер, У.И. Исследование теплообмена при поперечном обтекании цилиндра высокотемпературным пылегазовым потоком / У.И. Гольдшлегер, В.В. Барзыкин // Инженерно-физический журнал. – 1970. – № 3. – С. 397–402.
82. Гольдшлегер, У.И. О механизме и закономерностях зажигания конденсированных систем дисперсным потоком / У.И. Гольдшлегер, В.В. Барзыкин, А.Г. Мержанов // Физика горения и взрыва. – 1971. – № 3. – С. 319–332.
83. Гольдшлегер, У.И. О некоторых закономерностях зажигания конденсированных веществ дисперсным потоком / У.И. Гольдшлегер, В.В. Барзыкин, В.И. Розенбанд // Физика горения и взрыва. – 1971. – № 1. – С. 61–64.
84. Гольдшлегер, У.И. Зажигание конденсированных ВВ накаливаемым телом конечных размеров / У.И. Гольдшлегер, К.В. Прибыткина, В.В. Барзыкин // Физика горения и взрыва. – 1973. – № 1. – С. 119–123.
85. Кузнецов, Г.В. Моделирование зажигания пожароопасных материалов нагретой до высоких температур частицей / Г.В. Кузнецов, Г.В. Таратушкина // Пожаровзрывобезопасность. – 2003. – № 6. – С. 14–20.
86. Кузнецов, Г.В. Численное моделирование воспламенения конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей / Г.В. Кузнецов, Г.Я. Мамонтов, Г.В. Таратушкина // Физика горения и взрыва. – 2004. – № 1. – С. 78–85.
87. Кузнецов, Г.В. Зажигание конденсированного вещества частицей / Г.В. Кузнецов, Г.Я. Мамонтов, Г.В. Таратушкина // Химическая физика. – 2004. – № 3. – С. 67–72.

88. Кузнецов, Г.В. Моделирование зажигания конденсированных веществ «горячей» частицей / Г.В. Кузнецов, Г.Я. Мамонтов, Г.В. Таратушкина // Химическая физика. – 2004. – № 5. – С. 62–67.
89. Таратушкина, Г.В. Теплоперенос при зажигании конденсированных веществ и эрозии конструкционных материалов при инерционном осаждении твердых горячих частиц: диссертация кандидата физико-математических наук / Таратушкина Галина Владимировна. – Томск, 2004. – 184 с.
90. 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.
91. Захаревич, А.В. Зажигание модельных смесевых топливных композиций одиночной, нагретой до высоких температур частицей / А.В. Захаревич, Г.В. Кузнецов, В.И. Максимов // Физика горения и взрыва. – 2008. – № 5. – С. 54–57.
92. Vilyunov, V.N. Ignition of solids / V.N. Vilyunov, V.E. Zarko. – Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1989. – 442 p.
93. 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. – V. 32. – P. 48–92.
94. Скрипник, А.А. Моделирование воспламенения в струе жидкого топлива / А.А. Скрипник, С.М. Фролов, Р.З. Кавтарадзе, В.В. Эфрос // Химическая физика. – 2004. – № 1. – С. 54–61.
95. Басевич, В.Я. Глобальные кинетические механизмы, разработанные для моделирования многостадийного самовоспламенения углеводородов в реагирующих течениях / В.Я. Басевич, С.М. Фролов // Химическая физика. – 2006. – № 6. – С. 54–62.
96. Lindstedt, R.P. Detailed kinetic modeling of premixed benzene flames / R.P. Lindstedt, G. Skevis // Combustion and flame. – 1994. – V. 99. – P. 551–561.

97. Simmie, J.M. Detailed chemical kinetic models for the combustion of hydrocarbon fuels / J.M. Simmie // Progress in energy and combustion science. – 2003. – V. 29. – P. 599–634.
98. Кузнецов, Г.В. Зажигание жидкого пожароопасного вещества одиночной «горячей» металлической частицей / Г.В. Кузнецов, А.В. Захаревич, В.И. Максимов // Известия вузов. Физика. – 2007. – № 9/2. – С. 90–95.
99. Кузнецов, Г.В. Зажигание дизельного топлива одиночной «горячей» металлической частицей / Г.В. Кузнецов, А.В. Захаревич, В.И. Максимов // Пожаровзрывобезопасность. – 2008. – № 4. – С. 28–30.
100. Кузнецов, Г.В. О механизме зажигания бензина одиночной нагретой до высоких температур металлической частицей / Г.В. Кузнецов, А.В. Захаревич, В.И. Максимов // Пожаровзрывобезопасность. – 2008 – № 5. – С. 39–42.
101. Захаревич, А.В. Оценка пожарной опасности мазута в условиях перегрузки, хранения и транспорта на тепловых электрических станциях / А.В. Захаревич, Г.В. Кузнецов, В.И. Максимов, В.Ф. Панин, Д.С. Равдин // Известия Томского политехнического университета. – 2008. – № 3. – С. 30–33.
102. Захаревич, А.В. Зажигание твердых и жидких конденсированных веществ одиночными нагретыми до высоких температур частицами: диссертация кандидата физико-математических наук / Захаревич Аркадий Владимирович. – Томск, 2008. – 117 с.
103. Денисюк, А.П. Горение конденсированных систем, состоящих из компонентов, способных к самостоятельному горению / А.П. Денисюк, В.С. Шабалин // Тезисы X симпозиума по горению и взрыву. – Черногловка: Изд-во ИПХФ РАН. – 2008. – С. 15–17.
104. Манелис, Г.Б. Механизм и элементарная теория горения смесевых твердых топлив / Г.Б. Манелис, В.А. Струнин. – Черногловка: Препринт, 1975. – 21 с.

105. Палатинская, И.П. Определение причин возникновения пожара расчетным путем / И.П. Палатинская, А.И. Сидоров // Известия Челябинского научного центра. – 2005. – №. 1. – С. 63–67.
106. Розенштейн, И.М. Аварии и надежность стальных резервуаров / И.М. Розенштейн. – М.: Недра, 1995. – 253 с.
107. Швырков, С.А. Анализ статистических данных разрушений резервуаров / С.А. Швырков, В.Л. Семиков // Проблемы безопасности при чрезвычайных ситуациях. – 1996. – № 5. – С. 39–50.
108. Кандаков, Г.П. Проблемы отечественного резервуаростроения и возможные пути их решения / Г.П. Кандаков // Промышленное и гражданское строительство. – 1998. – № 5. – С. 15–21.
109. Кузнецова, С.А. Пожаробезопасность при эксплуатации резервуаров для хранения нефти и нефтепродуктов: автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук / Кузнецова Светлана Александровна. – Уфа, 2005. – 22 с.
110. Старков, Н.Н. Пожарная опасность предремонтной подготовки резервуаров. Перспективы развития способов очистки резервуаров / Н.Н. Старков, В.Н. Злодеев // Пожаровзрывобезопасность. – 2008. – № 4. – С. 45–47.
111. Бочкарев, А.Н. Анализ инцидентов, связанных с пожарами в аэропортах, и методы обеспечения пожаровзрывобезопасности объектов воздушного транспорта / А.Н. Бочкарев // Пожаровзрывобезопасность. – 2008. – № 4. – С. 59–62.
112. Кузнецова, С.А. Механизм горения жидкостей со свободной поверхностью резервуара для хранения легковоспламеняющихся нефтепродуктов / С.А. Кузнецова, Н.В. Попова // Материалы VIII международной научно-технической конференции «Проблемы строительного комплекса России». – Уфа: Изд-во УГНТУ, 2004. – С. 15.

113. Марголин, А.Д. О возможности воспламенения горючей газовой смеси, находящейся в сосуде или за перегородкой / А.Д. Марголин, В.М. Шмелев, И.Ф. Семьин // Химическая физика. – 2006. – № 9. – С. 68–71.
114. Крокстон, К. Физика жидкого состояния. Статистическое введение: пер. с англ. / К. Крокстон. – М.: Мир, 1978. – 400 с.
115. Кондратьев, В.Н. Константы скорости газофазных реакций: справочник / В.Н. Кондратьев, Е.Е. Никитин. – М.: Наука, 1971. – 351 с.
116. Кондратьев, В.Н. Кинетика и механизм газофазных реакций / В.Н. Кондратьев, Е.Е. Никитин. – М.: Наука, 1974. – 558 с.
117. Варгафтик, Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н.Б. Варгафтик. – М.: ООО «Старс», 2006. – 720 с.
118. Пасконов, В.М. Численное моделирование процессов тепло – и массообмена / В.М. Пасконов, В.И. Полежаев, Л.А. Чудов. – М.: Наука, 1984. – 277 с.
119. Джалурия, Й. Естественная конвекция: тепло – и массообмен / Й. Джалурия. – М.: Мир, 1983. – 399 с.
120. Роуч, П.Дж. Вычислительная гидродинамика / П.Дж. Роуч. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
121. Седов, Л.И. Механика сплошной среды / Л.И. Седов. – М.: Наука, 1994. – Т. 1. – 528 с.
122. Седов, Л.И. Механика сплошной среды / Л.И. Седов. – М.: Наука, 1994. – Т. 2. – 560 с.
123. Франк–Каменецкий, Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике / Д.А. Франк–Каменецкий. – М.: Наука, 1987. – 490 с.
124. Полежаев, Ю.В. Тепловая защита / Ю.В. Полежаев, Ф.Б. Юрьевич. – М.: Энергия, 1976. – 391 с.
125. Исаченко, В.П. Теплообмен при конденсации / В.П. Исаченко. – М.: Энергия, 1977. – 239 с.
126. Кутателадзе, С.С. Основы теории теплообмена / С.С. Кутателадзе. – М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.

127. Самарский, А.А. Теория разностных схем / А.А. Самарский. – М.: Наука, 1983. – 616 с.
128. Самарский, А.А. Численные методы решения задач конвекции – диффузии / А.А. Самарский, П.Н. Вабищевич. – М.: Эдиториал УРСС, 1999. – 248 с.
129. Березин, И.С. Методы вычислений / И.С. Березин, Н.П. Жидков. – М.: Физматгиз, 1962. – Т.2. – 620 с.
130. Калиткин, Н.Н. Численные методы / Н.Н. Калиткин. – М.: Наука, 1978. – 512 с.
131. Вержбицкий, В.М. Основы численных методов / В.М. Вержбицкий. – М.: Высшая школа, 2002. – 840 с.
132. Коздоба, Л.А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности / Л.А. Коздоба. – М.: Наука, 1975. – 227 с.
133. Гаращенко, А.И. О модификации методов решения нелинейных задач тепломассопереноса в условиях высоких градиентов температур / А.И. Гаращенко, И.К. Жарова, Г.В. Кузнецов, В.П. Рудзинский, Г.В. Таратушкина // Материалы Всероссийской научно–технической конференции «Аэрокосмическая техника и высокие технологии – 2002». – Пермь: Изд–во ПГТУ, 2002. – С. 77.
134. Кузнецов, Г.В. Разностные методы решения задач теплопроводности / Г.В. Кузнецов, М.А. Шеремет. – Томск: Изд–во ТПУ, 2007. – 172 с.
135. Цой, П.В. Методы расчета задач тепломассопереноса / П.В. Цой. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 414 с.
136. 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.
137. Ghia, U. High–Re solutions for incompressible flow using the Navier–Stokes equations and a multigrid method / U. Ghia, K.N. Ghia, C.T. Shin // Journal of computational physics. – 1982. – V. 48. – P. 387–411.

138. Шеремет, М.А. Сопряженный конвективно – кондуктивный теплоперенос в замкнутом объёме с локально сосредоточенными источниками тепловыделения: диссертация кандидата физико-математических наук / Шеремет Михаил Александрович. – Томск, 2006. – 189 с.
139. 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.
140. 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.
141. Кузнецов, Г.В. Воспламенение жидкого пожароопасного вещества одиночной, нагретой до высоких температур, частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Материалы тринадцатой Всероссийской научно-технической конференции «Энергетика: экология, надежность, безопасность». – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – С. 144–147.
142. Кузнецов, Г.В. Математическое моделирование зажигания жидкого горючего вещества нагретой до высоких температур частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Известия вузов. Физика. – 2007. – № 9/2. – С. 103–112.
143. Корольченко, А.Я. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: справочник / А.Я. Корольченко. – М.: Пожнаука, 2004. – Ч. 1. – 713 с.
144. Щетинков, Е.С. Физика горения газов / Е.С. Щетинков. – М.: Наука, 1965. – 739 с.
145. Бабичев, А.П. Физические величины: справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
146. Теплообмен: справочник / Под ред. А.В. Лыкова. – М.: Энергия, 1978. – 479 с.

147. Теплотехнический справочник / Под ред. В.Н. Юренева, П.Д. Лебедева. – М.: Энергия, 1975. – Т. 1. – 743 с.
148. Теплотехнический справочник / Под ред. В.Н. Юренева, П.Д. Лебедева. – М.: Энергия, 1975. – Т. 2. – 896 с.
149. Васильев, А.А. Задержка воспламенения в монотопливных смесях / А.А. Васильев // Физика горения и взрыва. – 2007. – № 3. – С. 42–46.
150. Берлин, А.А. Макрокинетика высокотемпературных быстрых реакций в конденсированной фазе энергетических материалов / А.А. Берлин, А.А. Денисаев, А.С. Штейнберг // Тезисы докладов XIV симпозиума по горению и взрыву. – Черногловка: Изд-во ИПХФ РАН, 2008. – С. 27.
151. Кузнецов, Г.В. Моделирование воспламенения жидкого вещества горячей частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Химическая физика. – 2009. – № 5. – С. 90–97.
152. Стрижак, П.А. Численное моделирование процессов воспламенения жидких нефтепродуктов одиночными «горячими» частицами / П.А. Стрижак // Сборник трудов IX международной конференции «Средства и системы автоматизации». – Томск: Изд-во ТУСУР, 2007. – С. 89–92.
153. Кузнецов, Г.В. Воспламенение пожароопасной жидкости одиночной «горячей» частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2007. – № 6. – С. 13–20.
154. Osipov, A.I. Influence of natural convection on the parameters of thermal explosion in the horizontal cylinder / A.I. Osipov, A.V. Uvarov, N.A. Roschina // International journal of heat and mass transfer. – 2007. – V. 50. – P. 5226–5231.
155. Chernysheva, M.A. Numerical simulation of transient heat and mass transfer in a cylindrical evaporator of a loop heat pipe / M.A. Chernysheva, Yu.F. Maydanik // International journal of heat and mass transfer. – 2008. – V. 51. – P. 4204–4215.
156. Теория тепло – и массопереноса / Под ред. А.В. Лыкова, Ю.А. Михайлова. – Ленинград: Госэнергоиздат, 1963. – 535 с.

157. Кутепов, А.М. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании / А.М. Кутепов, Л.С. Стерман, Н.Г. Стюшин. – М.: Высшая школа, 1986. – 447 с.
158. Волошко, А.А. Гидродинамика и теплообмен в газо-, парожидкостных системах аппаратов химической технологии / А.А. Волошко. – Астрахань: Техника, 2001. – 160 с.
159. Лабейш, В.Г. Гидромеханика и газодинамика / В.Г. Лабейш. – Ленинград: Издательство СЗПИ, 1973. – 186 с.
160. Кузнецов, Г.В. Моделирование воспламенения горючих жидкостей одиночной горячей частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак. – Томск. – 22 с. Деп. в ВИНТИ 25.03.08, № 244 – В2008.
161. Кузнецов, Г.В. Численный анализ комплекса физико-химических процессов при зажигании жидкого конденсированного вещества разогретой до высоких температур частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Инженерная физика. – 2009. – № 6. – С. 6–11.
162. Xie, H. A model for droplet evaporation near Leidenfrost point / H. Xie, Z. Zhou // International journal of heat and mass transfer. – 2007. – V. 50. – P. 5328–5333.
163. Khabeev, N.S. Duhamel integral form for the interface heat flux between bubble and liquid / N.S. Khabeev // International journal of heat and mass transfer. – 2007. – V. 50. – P. 5340–5343.
164. Sazhin, S.S. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation / S.S. Sazhin // Proceedings of the combustion institute. – 2006. – V. 32. – P. 162–214.
165. Sazhin, S.S. Models for droplet transient heating: effects on droplet evaporation, ignition, and break-up / S.S. Sazhin, W.A. Abdelghaffar, E.M. Sazhina, M.R. Heikal // International journal of thermal sciences. – 2005. – V. 44. – P. 610–622.

166. Kuznetsov, G.V. Heat and mass transfer at the ignition of a liquid substance by a single «hot» particle / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2008. – № 3. – P. 244–252.
167. Кузнецов, Г.В. Нагретые до высоких температур частицы металла, как источники локальных возгораний жидких веществ / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожарная безопасность. – 2008. – № 4. – С. 72–76.
168. Кузнецов, Г.В. Теоретическое исследование основных закономерностей процессов зажигания пожароопасных жидкостей одиночной нагретой до высоких температур частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Сборник трудов VI Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». – Томск: Изд-во ТГУ, 2008. – С. 171–173.
169. Стрижак, П.А. Зажигание жидких топлив одиночной «горячей» частицей / П.А. Стрижак // Сборник трудов XIV международной научно-практической конференции «Современные техника и технологии». – Томск: Изд-во ТПУ, 2008. – С. 405–407.
170. Кузнецов, Г.В. Зажигание жидких топлив одиночной нагретой до высоких температур частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Сборник тезисов докладов XIV симпозиума по горению и взрыву. – Черногловка: Изд-во ИПХФ РАН, 2008. – С. 106.
171. Кузнецов, Г.В. Влияние фазового состояния частиц металлов на условия зажигания пожароопасных жидкостей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2008. – № 4. – С. 17–21.
172. Стрижак, П.А. Физико-химические аспекты газофазного зажигания жидких топлив источника нагрева малых размеров / П.А. Стрижак // Сборник трудов XV международной научно-практической конференции «Современные техника и технологии». – Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – С. 334–336.

173. Гремячкин, В.М. Горение пористой частицы углерода в парах воды / В.М. Гремячкин, Е.П. Мазанченко // Тезисы докладов XIV симпозиума по горению и взрыву. – Черногоровка: Изд-во ИПХФ РАН, 2008. – С. 48.
174. Kuznetsov, G.V. The influence of heat transfer conditions at the hot particle–liquid fuel interface on the ignition characteristics / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2009. – № 2. – P. 162–167.
175. Серебrenицкий, П.П. Общетехнический справочник / П.П. Серебrenицкий. – Санкт-Петербург: Политехника, 2004. – 445 с.
176. 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. – М.: Изд-во ИПХФ РАН, 2009. – С. 236–239.
177. Kuznetsov, G.V. 3D problem of heat and mass transfer at the ignition of a combustible liquid by a heated metal particle / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2009. – № 1. – P. 72–79.
178. Кузнецов, Г.В. Зажигание пленки дизельного топлива частицей расплавленного металла в форме полусферы / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2009. – № 3. – С. 39–43.
179. 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.
180. Стрижак, П.А. Численный анализ факторов, влияющих на характеристики зажигания пленки жидкого конденсированного вещества одиночной нагретой до высоких температур частицей с ограниченным теплосодержанием / П.А. Стрижак // Современные проблемы химической и радиационной физики. – М.: Изд-во ИПХФ РАН, 2009. – С. 183–186.

181. Кузнецов, Г.В. Влияние формы разогретой металлической частицы на характеристики процесса зажигания горючей жидкости / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2009. – № 6. – С. 20–24.
182. Кузнецов, Г.В. Влияние формы нагретой до высоких температур частицы на газофазное зажигание пленки жидкого конденсированного вещества / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Химическая физика. – 2010. – № 3. – С. 1–8.
183. Kuznetsov, G.V. On peculiarities of heat and mass transfer in a hot metal particle – liquid fuel condensed substance – air system / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2009. – № 3. – P. 241–248.
184. Кузнецов, Г.В. Оценка пожарной опасности процессов взаимодействия разогретых частиц с пленками горючих жидкостей на химических производствах / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Безопасность труда в промышленности. – 2009. – № 10. – С. 54–58.
185. Кузнецов, Г.В. Особенности зажигания пленки жидкого топлива двумя разогретыми до высоких температур металлическими частицами / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожарная безопасность. – 2009. – № 2. – С. 60–64.
186. Kuznetsov, G.V. On the scale of «simultaneous» influence of several «hot» particles on the conditions of heat and mass transfer at ignition of liquid condensed substance / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2009. – № 4. – P. 263–270.
187. Стрижак, П.А. Анализ условий и характеристик пожароопасных процессов зажигания пленок жидких нефтепродуктов нагретыми до высоких температур металлическими частицами / П.А. Стрижак // Известия Самарского научного центра РАН. – 2009. – № 9. – С. 236–240.
188. Кузнецов, Г.В. Влияние скоростей воздушных масс на характеристики зажигания пленок горючих жидкостей разогретыми частицами / Г.В.

- Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожарная безопасность. – 2009. – № 3. – С. 96–100.
189. Кузнецов, Г.В. Газофазное зажигание пленки жидкого конденсированного вещества нагретой до высоких температур металлической частицей в условиях смешанной конвекции / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Инженерно-физический журнал. – 2009. – № 6. – С. 1052–1058 .
190. Кузнецов, Г.В. Прогностический анализ пожарной опасности возгораний жидких топлив при проведении ремонтных работ на тепловых электрических станциях / Г.В. Кузнецов, В.Ф. Панин, П.А. Стрижак // Безопасность жизнедеятельности. – 2009. – № 12. – С. 32–36.
191. Кузнецов, Г.В. Зажигание конденсированных веществ при локальном нагреве / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. – 269 с.
192. Strizhak, P.A. Numerical estimation of the influence of natural convection in liquid on the conditions of ignition by a local heat source / P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2011. – № 2. – P. 211–216.
193. Стрижак, П.А. Численный анализ влияния выгорания жидкого топлива на характеристики его зажигания источником ограниченной энергоемкости / П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2010. – № 12. – С. 4–8.
194. Kuznetsov, G.V. The influence of radiation heat exchange on characteristics of liquid fuel ignition by a heated metal particle / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2010. – № 1. – P. 1–8.
195. Высокоморная, О.В. Численный анализ вероятности возгорания мазута на тепловых электрических станциях / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Энергобезопасность и энергосбережение. – 2009. – № 6. – С. 7–12.
196. Кузнецов, Г.В. К вопросу о механизмах зажигания жидких топлив источниками нагрева с ограниченным теплосодержанием / Г.В.

- Кузнецов, П.А. Стрижак // *Материалы Всероссийской научной конференции «Современная баллистика и смежные вопросы механики»*. – Томск: Изд-во НИИ ПММ ТГУ, 2009. – С. 155–156.
197. Spadaccini, L.J. Ignition delay characteristics of methane fuels / L.J. Spadaccini, M.B. Colket // *Progress in energy and combustion science*. – 1994. – V. 20. – P. 431–460.
198. Aggarwal, S.K. A review of spray ignition phenomena: present status and future research / S.K. Aggarwal // *Progress in energy and combustion science*. – 1998. – V. 24. – P. 565–600.
199. Weber, R. On the (MILD) combustion of gaseous, liquid, and solid fuels in high temperature preheated air / R. Weber, J.P. Smart, W. Kamp // *Proceedings of the combustion institute*. – 2005. – V. 30. – P. 2623–2629.
200. Stauch, R. Detailed numerical simulations of the autoignition of single n-heptane droplets in air / R. Stauch, S. Lipp, U. Maas // *Combustion and flame*. – 2006. – V. 145. – P. 533–542.
201. Walton, S.M. An experimental investigation of iso-octane ignition phenomena / S.M. Walton, X. He, B.T. Zigler, M.S. Wooldridge, A.A. Atreya // *Combustion and flame*. – 2007. – V. 150. – P. 246–262.
202. Dean, A.J. Autoignition of surrogate fuels at elevated temperatures and pressures / A.J. Dean, O.G. Penyazkov, K.L. Sevruck, B. Varatharajan // *Proceedings of the combustion institute*. – 2007. – V. 31. – P. 2481–2488.
203. Beckstead, M.W. Modeling of combustion and ignition of solid-propellant ingredients / M.W. Beckstead, K. Puduppakkam, P. Thakre, V. Yang // *Progress in energy and combustion science*. – 2007. – V. 33. – P. 497–551.
204. Stauch, R. The ignition of methanol droplets in a laminar convective environment / R. Stauch, U. Maas // *Combustion and flame*. – 2008. – V. 153. – P. 45–57.
205. Dryer, F.L. Ignition of syngas/air and hydrogen/air mixtures at low temperatures and high pressures: experimental data interpretation and kinetic

- modeling implications / F.L. Dryer, M. Chaos // *Combustion and flame.* – 2008. – V. 152. – P. 293–299.
206. Vasu, S.S. Jet fuel ignition delay times: shock tube experiments over wide conditions and surrogate model predictions / S.S. Vasu, D.F. Davidson, R.K. Hanson // *Combustion and flame.* – 2008. – V. 152. – P. 125–143.
207. Michel, J. Modeling ignition and chemical structure of partially premixed turbulent flames using tabulated chemistry / J. Michel, O. Colin, D. Veynante // *Combustion and flame.* – 2008. – V. 152. – P. 80–99.
208. Dagaut, P. The oxidation of hydrogen cyanide and related chemistry / P. Dagaut, P. Glarborg, M.U. Alzueta // *Progress in energy and combustion science.* – 2008. – V. 34. – P. 1–46.
209. 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. – № 6. – С. 1046–1051.
210. Кузнецов, Г.В. Особенности зажигания парогазовой смеси нагретой до высоких температур металлической частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // *Пожаровзрывобезопасность.* – 2008. – № 3. – С. 25–33.
211. Кузнецов, Г.В. Тепломассоперенос при зажигании паров жидкого топлива одиночной разогретой частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак. – Томск. – 20 с. Деп. в ВИНТИ 04.05.08, № 376 – В2008.
212. Кузнецов, Г.В. Пожарная опасность формирования разогретых до высоких температур частиц металлов в непосредственной близости от участков испарения горючих жидкостей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // *Пожарная безопасность.* – 2009. – № 1. – С. 67–71.
213. Кузнецов, Г.В. Пожароопасность процессов взаимодействия разогретых металлических частиц с тканями, пропитанными горюче-смазочными жидкостями / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // *Сборник трудов XIV Всероссийской научно-технической конференции «Энергетика:*

экология, надежность, безопасность». – Томск: Изд-во ТПУ, 2008. – С. 81–82.

214. Кузнецов, Г.В. Пожароопасность процессов взаимодействия разогретых до высоких температур частиц с тканями, пропитанными горючими жидкостями / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2008. – № 5. – С. 16–22.
215. Кузнецов, Г.В. Тепломассоперенос при зажигании горячей частицей паров жидкого топлива, поступающих в воздух с поверхности пропитанной им ткани / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Инженерно-физический журнал. – 2009. – № 3. – С. 454–460.
216. Стрижак, П.А. Математическое моделирование процессов тепло – и массопереноса при зажигании парогазовой смеси одиночной горячей частицей / П.А. Стрижак // Сборник трудов V международной конференции «Перспективы развития фундаментальных наук». – Томск: Изд-во ТПУ, 2008. – С. 292–294.
217. 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.A. Strizhak // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2010. – V. 53. – P. 923–930.
218. Кузнецов, Г.В. Численное исследование процесса зажигания парогазовой смеси движущейся разогретой металлической частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2009. – № 5. – С. 7–14.
219. Кузнецов, Г.В. Зажигание парогазовой смеси движущимся источником нагрева малых размеров / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Химическая физика. – 2010. – № 2. – С. 29–37.
220. Стрижак, П.А. Математическое моделирование зажигания смесей паров жидких горючих веществ с воздухом движущимися по различным траекториям разогретыми частицами / П.А. Стрижак // Сборник трудов VI международной конференции «Перспективы развития фундаментальных наук». – Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – С. 651–655.

221. Вилунов, В.Н. О критическом условии зажигания газовых смесей горячим очагом и закономерностях установления режима стационарного распространения пламени / В.Н. Вилунов // Физика горения и взрыва. – 1968. – № 4. – С. 513–517.
222. Доброго, К.В. Зажигание излучающего газа накаливаемой поверхностью / К.В. Доброго, С.А. Жданок // Физика горения и взрыва. – 1990. – № 1. – С. 15–19.
223. Кузнецов, Г.В. Зажигание жидкого топлива сфокусированным потоком светового излучения / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2010. – № 3. – С. 9–13.
224. 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. – № 2. – P. 85–93.
225. Кузнецов, Г.В. Численное моделирование лазерного зажигания пленки жидкого топлива / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Химическая физика. – 2010. – № 8. – С. 60–66.
226. Высокоморная, О.В. Численное моделирование особенностей теплопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества лазером / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Тепловые процессы в технике. – 2011. – № 3. – С. 113–117.
227. Высокоморная, О.В. Теплоперенос при локальном нагреве и зажигании жидкого топлива сфокусированным потоком излучения / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Известия Томского политехнического университета. – 2010. – № 4. – С. 29–33.
228. Высокоморная, О.В. О влиянии плотности излучения на характеристики пожароопасных возгораний жидких конденсированных веществ / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Сборник докладов второй конференции по фильтрационному горению. – Черногловка: Изд-во ИПХФ РАН, 2010. – С. 98–101.

229. Vysokomornaya, O.V. Numerical solution of the plane heat-mass transfer problem in a system of focused radiation flux – liquid condensed substance film – oxidizer / O.V. Vysokomornaya, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2011. – № 1. – P. 34–41.
230. Высокоморная, О.В. Численное исследование особенностей тепломассопереноса при зажигании жидкого конденсированного вещества лазером / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Труды V Российской национальной конференции по теплообмену. – М.: Издательский дом МЭИ, 2010. – С. 202–205.
231. Яворский, Б.М. Справочник по физике / Б.М. Яворский. – М.: Наука, 1974. – 942 с.
232. Стрижак, П.А. Моделирование процессов тепломассопереноса при зажигании жидких топлив источниками нагрева с ограниченным теплосодержанием / П.А. Стрижак // Материалы региональной научно-практической конференции «Теплофизические основы энергетических технологий». – Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – С. 54–60.
233. Кузнецов, Г.В. Определение кинетики зажигания типичных жидких топлив источниками нагрева с конечным запасом энергии / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2009. – № 7. – С. 35–40.
234. Kuznetsov, G.V. Heat and mass transfer at the ignition of liquid fuel droplet spreading on the hot surface / G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak // Journal of engineering thermophysics. – 2010. – № 2. – P. 75–84.
235. Trapaga, G. Mathematical modeling of the isothermal impingement of liquid droplets in spraying processes / G. Trapaga, J. Szekely // Metallurgical transactions. – 1991. – V. 22. – P. 901–914.
236. Zhao, Z. Heat transfer and fluid mechanics during the collision a liquid droplet on a substrate. 1. Modeling / Z. Zhao, D. Poulikakos, J. Fukai // International journal of heat mass transfer. – 1996. – V. 39. – P. 2771–2789.

237. Bussmann, M. On a three-dimensional volume tracking model of droplet impact / M. Bussmann, J. Mostaghimi, S. Chandra // *Physics of fluids*. – 1999. – V. 6. – P. 1406–1417.
238. Воинов, О.В. Динамические краевые углы смачивания при растекании капли на поверхности твердого тела / О.В. Воинов // *Прикладная механика и техническая физика*. – 1999. – № 1. – С. 101–107.
239. Попов, В.Н. Моделирование затвердевания металлической капли на холодной подложке / В.Н. Попов // *Математическое моделирование*. – 2001. – № 9. – С. 119–127.
240. Борисов, В.Т. Влияние смачиваемости на поведение жидкой капли после ее соударения с твердой подложкой / В.Т. Борисов, А.Н. Черепанов, М.Р. Предтеченский, Ю.Д. Варламов // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2003. – № 6. – С. 64–69.
241. Предтеченский, М.Р. Исследование динамики соударения и кристаллизации жидкометаллической капли с многослойной подложкой / М.Р. Предтеченский, А.Н. Черепанов, В.Н. Попов, Ю.Д. Варламов // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2002. – № 1. – С. 112–123.
242. Xiong, T.Y. Evaporation of a liquid droplet on a hot plate / T.Y. Xiong, M.C. Yuen // *International journal of heat mass transfer*. – 1991. – V. 34. – P. 1881–1894.
243. Li, Y.L. Ignition of the leaked diesel on a heated horizontal surface / Y.L. Li, Y.H. Wang, S.X. Lu // *Fire safety journal*. – 2010. – V. 45. – P. 58–68.
244. Стрижак, П.А. Тепломассоперенос при зажигании пожароопасных жидкостей одиночной нагретой до высоких температур частицей: диссертация кандидата физико-математических наук / Стрижак Павел Александрович. – Томск, 2008. – 165 с.
245. Кузнецов, Г.В. Зажигание накаливаемой одиночной частицей жидких углеводородных топлив / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // *Известия Томского политехнического университета*. – 2008. – № 4. – С. 5–9.

246. 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 // Сборник докладов XXIX Сибирского теплофизического семинара. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2010. – С. 48–49.
247. Кузнецов, Г.В. О возможности использования одномерной модели при численном анализе процесса зажигания жидкого конденсированного вещества одиночной нагретой частицей / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Физика горения и взрыва. – 2010. – № 6. – С. 78–85.
248. Кузнецов, Г.В. Способ определения качества жидких нефтепродуктов / Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак // Патент на изобретение № 2381492 от 10.02.2010.
249. Алаторцев, Е.И. Способ определения фракционного состава углеводородных топлив и устройство для его осуществления / Е.И. Алаторцев, В.И. Кабанов, В.Н. Ларичев, А.Н. Литвиненко, О.В. Молчанов, А.И. Ушаков // Патент на изобретение № 2078326 от 27.04.1997.
250. Алаторцев, Е.И. Способ определения фракционного состава углеводородных топлив и устройство для его осуществления / Е.И. Алаторцев, С.А. Марталов, Б.А. Соломин, И.В. Чечкенов, О.В. Чечкенов, А.А. Широков // Патент на изобретение № 2088908 от 27.08.1997.
251. Шатохин, В.Н. Способ и устройство для определения октановых чисел автомобильных бензинов / В.Н. Шатохин, И.В. Чечкенов, В.П. Скавинский, С.А. Марталов, О.В. Чечкенов // Патент на изобретение № 2100803 от 27.12.1997.
252. Шаталов, К.В. Способ оценки индукционного периода автомобильных бензинов / К.В. Шаталов, В.Н. Юхторов // Патент на изобретение № 2292546 от 27.01.2007.

253. Абаев, Г.Н. Определение фракционного состава жидких нефтепродуктов с нахождением молекулярного веса фракций посредством экспресс перегонки и устройство для этого определения / Г.Н. Абаев, Р.Г. Абаев, А.В. Дубровский, Ю.В. Шумилин // Патент на изобретение № 2003123572 от 10.01.2005.
254. Стрижак, П.А. Программа расчета времени зажигания углеводородного топлива одиночной нагретой до высоких температур частицей / П.А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2008612477. – Бюлл. прогр. № 2, 2008.
255. Стрижак, П.А. Программа вычисления параметров процесса зажигания парогазовой смеси накаливаемой проволокой / П.А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2009610529. – Бюлл. прогр. № 1, 2009.
256. Стрижак, П.А. Программа расчета характеристик газофазного зажигания жидкого конденсированного вещества каплей расплавленного металла / П.А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2009612150. – Бюлл. прогр. № 2, 2009.
257. Стрижак, П.А. Программа расчета характеристик зажигания смеси паров жидкого топлива с воздухом движущейся разогретой металлической частицей / П.А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2010610554. – Бюлл. прогр. № 1, 2010.
258. Стрижак, П.А. Программа расчета характеристик зажигания пленки жидкого топлива лазером малой мощности / П.А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2010610555. – Бюлл. прогр. № 1, 2010.