

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

На правах рукописи

МАРКУС Екатерина Сергеевна

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО
ЕСТЕСТВЕННО-КОНВЕКТИВНОГО ПЛАМЕНИ ПО ПОВЕРХНОСТИ
ТВЁРДЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ**

Специальность 01.04.14 – «Теплофизика и теоретическая теплотехника»

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени кандидата технических наук

Научный руководитель: А.Ю. Снегирёв
д.т.н., доцент

Санкт-Петербург
2020

Оглавление

Введение	5
1. Обзор литературы	12
1.1. Общая характеристика и классификация режимов распространения пламени ..	12
1.2. Экспериментальные исследования	18
1.2.1. Распространение пламени против потока воздуха.....	18
1.2.2. Распространение пламени в направлении потока воздуха.....	26
1.3. Аналитическая теория.....	46
1.3.1. Распространение пламени навстречу газовому потоку	46
1.3.2. Распространение пламени в направлении ветра	54
1.3.3. Выводы	66
1.4. Численное моделирование	67
1.4.1. Полуэмпирические модели.....	67
1.4.2. Численные расчёты с явным разрешением обеих фаз (CFD)	68
1.4.3. Опыт применения тепловой модели пиролиза	77
1.4.4. Моделирование пожара в стеллажном хранилище.....	79
1.5. Выводы	82
2. Математическая модель	85
2.1. Модель газовой фазы	85
2.1.1. Существенно дозвуковое приближение	86
2.1.2. Моделирование турбулентного течения	88
2.1.3. Уравнение переноса энталпии.....	89
2.1.4. Поля скоростей и давления.....	90
2.1.5. Модель турбулентного горения	90
2.1.6. Моделирование теплового излучения	92
2.1.7. Численная реализация.....	96
2.2. Модель твёрдой фазы.....	97
2.2.1. Прозрачность материалов для теплового излучения	97
2.2.2. Конвективный тепловой поток на твердой поверхности	99
2.2.3. Пиролиз горючего материала.....	100
3. Разработка и апробация методики совместного численного моделирования пиролиза и газофазного горения	103
3.1. Естественно-конвективное турбулентное диффузионное пламя	104
3.1.1. Пламя над горизонтальной поверхностью.....	104
3.1.2. Пламя у вертикальной стенки	109

3.2. Газификация горючего материала при нагреве внешним тепловым потоком ..	114
3.3. Зажигание и горение твердых горючих материалов.....	119
3.3.1. Испытания в конусном калориметре	119
3.3.2. Самоподдерживающееся горение	124
3.4. Подсеточная модель для расчёта конвективного теплового потока	126
3.4.1. Описание модели	126
3.4.3. Апробация модели в составе FDS.....	129
3.5. Выводы	139
4. Распространение турбулентного пламени по вертикальной поверхности горючего материала	141
4.1. Аналитическая модель распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности	142
4.1.1. Описание модели	142
4.1.2. Калибровка и апробация модели	148
4.2. Численное моделирование распространения пламени вверх по вертикальной поверхности.....	153
4.2.1. Постановка задачи.....	153
4.2.2. Результаты расчетов.....	154
4.3. Выводы	166
5. Пожары в стеллажных хранилищах.....	167
5.1. Апробация модели и расчётной методики.....	167
5.1.1. Экспериментальный сценарий и постановка задачи	167
5.1.2. Выбор модельных параметров	169
5.1.3. Результаты расчётов	171
5.2. Моделирование пожара на высокостеллажном хранилище	175
5.2.1. Постановка задачи.....	175
5.2.2. Результаты расчётов	177
5.3. Выводы	180
Заключение	182
Библиографический список	184
Нормативные документы.....	184
Издания на русском языке	184
Зарубежные издания.....	187
Программное обеспечение	199
Приложения.....	200

П1. Тепловая теория воспламенения твёрдых горючих материалов	200
П2. Скорость газификации конденсированных горючих. Роль числа теплопереноса	203
П3. Запуск FDS на многопроцессорном кластере	207
П3.1. Установка и запуск FDS	208
П3.2. Внесение изменений в код и его компиляция	209
П4. Эффективность параллелизации расчетов с помощью FDS	210
П4.1. Эффективность технологии MPI	211
П4.2. Эффективность технологии OpenMP	212
П4.3. Эффективность совместного использования технологий MPI и OpenMP	213
П4.4. Время расчета при исследовании сеточной сходимости	214
П4.5. Выводы	215

Введение

Актуальность темы исследования. Распространение пламени по поверхности горючих материалов определяет динамику развития пожара и имеет место как при горении пожарной нагрузки в помещении, так и при крупномасштабных лесных и городских пожарах. Данное явление представляет сложный физико-химический процесс, который является результатом одновременного протекания и сильного двустороннего взаимодействия термического разложения горючего материала и газофазного горения летучих. При этом распространение пламени сводится к последовательному прогреву и воспламенению новых участков поверхности горючего материала. Режим распространения пламени определяется множеством факторов, включающих свойства пожарной нагрузки, ее конфигурацией, ориентацией горящей поверхности, геометрией помещения или ландшафтными особенностями местности (при горении в открытом пространстве), скоростью и направлением воздушного потока, а также концентрацией кислорода в нём.

Способность горючих материалов к распространению пламени по их поверхности – одна из характеристик их пожарной опасности [1], для определения которой разработаны стандартные методы испытаний [2, 3]. Результаты испытаний позволяют классифицировать материалы по группам ([1], ст. 13), но не объясняют физико-химические механизмы, обуславливающие распространение пламени, и не позволяют дать количественный прогноз динамики распространения пламени при изменении условий пожара.

Для количественного прогнозирования динамики опасных факторов пожара с учетом распространения пламени требуется численное моделирование. В современной инженерной практике применяется метод «проектного пожара», в котором скорость роста мощности тепловыделения и скорость распространения пламени задаются заранее на основе имеющихся экспериментальных данных и экспертных оценок. Зависимость скорости газификации (термического разложения) пожарной нагрузки от теплового потока из пламени в этом случае не учитывается, что не позволяет прогнозировать явления зажигания и погасания, а также нестационарную динамику горения. В то же время, пригодная для широкой инженерной практики методика численного моделирования распространения пламени с учетом тепловой обратной связи между газофазным пламенем и термическим разложением горючего материала к настоящему времени не разработана.

Несмотря на активные теоретические, численные и экспериментальные исследования, режимы и механизмы распространения пламени по поверхности горючих материалов остаются недостаточно изученными. Это снижает точность количественного прогноза динамики пламени и обуславливает необходимость всесторонней апробации численных моделей путём сравнения с имеющимися экспериментальными данными.

Необходимость разработки методики численного моделирования распространения пламени с учетом тепловой обратной связи между газофазным пламенем и термическим разложением горючего материала, и её применения для анализа режимов и механизмов распространения пламени в условиях лабораторных испытаний и реального пожара обуславливает **актуальность данной работы**.

Степень разработанности темы исследования. Работы по численному и экспериментальному исследованию распространения пламени по поверхностям горючих материалов ведутся в следующих отечественных и зарубежных исследовательских организациях: СПбПУ (Россия), ВНИИПО (Россия), Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского СО РАН (Россия), Институт механики УрО РАН (Россия), University of Maryland (США), University of California, Berkeley (США), FM Global (США), NIST (США), University of Warwick (Великобритания), University of Edinburgh (Великобритания), University of Ghent (Бельгия), USTC (Китай) и ряде других. К настоящему времени накоплен и систематизирован большой объем экспериментальных данных, разработаны упрощённые аналитические модели распространения пламени, созданы расчётные коды FDS и FireFOAM, которые содержат основные компоненты для совместного моделирования термического разложения пожарной нагрузки и диффузионного горения в газовой фазе. Несмотря на эти предпосылки, проблема разработки расчётной методики, пригодной для численного моделирования распространения пламени по поверхностям горючих материалов при решении инженерных задач, остаётся нерешённой. Кроме того, опыт количественной апробации математических моделей и вычислительных кодов не включает важные сценарии распространения пламени в задачах прогнозирования развития пожара.

Цели и задачи. Целью данной работы является разработка и апробация методики численных расчётов распространения пламени по поверхности твёрдого горючего материала на основе *совместного* моделирования термического разложения материала и горения летучих в газофазном пламени. Для достижения указанной цели решены следующие задачи.

1. Анализ режимов и механизмов распространения пламени по поверхности твёрдых горючих материалов, идентификация режимов и механизмов распространения

турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности в условиях наземной гравитации. Анализ существующих подходов к теоретическому описанию распространения пламени, математических моделей и расчетных кодов.

2. Всесторонняя апробация модели и кода Fire Dynamics Simulator (FDS) на основании сравнения с экспериментальными данными для естественно-конвективного диффузионного пламени над горизонтальной поверхностью и у вертикальной поверхности, пиролиза твердого горючего материала, его воспламенения и горения.

3. Внедрение и апробация подсеточной модели (пристеночной функции) для расчёта конвективного теплового потока при недостаточном сеточном разрешении температурных градиентов и наличии диффузионного пламени вблизи поверхности горючего материала.

4. Совместное численное моделирование распространения пламени вверх по плоской вертикальной поверхности термопластика с использованием кинетической модели пиролиза. Выявление режимов распространения в зависимости от способа инициирования горения и условий газообмена на боковых поверхностях. Сравнение с экспериментальными данными.

5. Разработка и апробация приближённой аналитической (тепловой) модели распространения турбулентного пламени вверх по плоской вертикальной поверхности. Получение приближённых формул для зависимости координаты фронта и скорости его распространения от времени.

6. Численное моделирование распространения турбулентного пламени вверх по плоской вертикальной поверхности с использованием тепловой модели пиролиза. Интерпретация результатов с помощью приближённых формул и определение области применимости тепловой модели.

7. Численное моделирование распространения турбулентного пламени по дискретной пожарной нагрузке. Прогноз развития пожара в многоуровневом стеллажном хранилище. Сравнение скорости роста мощности тепловыделения с квадратичной зависимостью от времени, предусмотренной нормативными документами.

8. Анализ эффективности параллельных вычислений с помощью FDS на примере многопроцессорного кластера «Торнадо» Суперкомпьютерного центра «Политехнический».

Научная новизна заключается в следующем:

1. Подсеточная модель (пристеночная функция) для расчёта конвективного теплового потока при недостаточном сеточном разрешении температурных градиентов

и наличии неразрешаемого на сетке диффузионного пламени вблизи поверхности горючего материала впервые внедрена в расчётный код FDS. Результаты апробации удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для самоподдерживающегося горения горизонтальной пластины термопластика.

2. Приближенная аналитическая модель распространения турбулентного пламени вверх по поверхности горючего материала модифицирована таким образом, чтобы обеспечить существование решения с ускоряющимся распространением пламени, наблюдающимся в экспериментах.

3. Выявлено три режима распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности горючего материала, отличающиеся формой фронта пиролиза. Показано, как мощность и размеры нагревателя-воспламенителя, а также характер газообмена на боковых поверхностях влияют на режим распространения пламени.

4. Определена область применимости тепловой модели пиролиза для численного моделирования распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности. Установлено, что тепловая модель может применяться для тех сценариев, где пространственным изменением скорости выгорания можно пренебречь (дискретные вертикальные поверхности высотой до 1 м).

5. Тепловая модель пиролиза впервые применена для численного моделирования развитии пожара на стеллажном хранилище. Показано, что скорость роста мощности тепловыделения может существенно превышать значения, предусмотренные нормативными документами.

Теоретическая и практическая значимость. Теоретическая значимость работы заключается в усовершенствовании компонентов модели, определяющих точность расчета тепловой обратной связи между пиролизом горючего материала и газофазным горением летучих, разработке приближенной аналитической модели распространения пламени вверх по поверхности горючего материала, выявлении области применимости упрощенной тепловой модели пиролиза.

Практическая значимость работы определяется тем, что полученные результаты повышают достоверность численного прогноза динамики развития пожара на стадии проектирования, разработке систем обнаружения и тушения пожаров.

Результаты данной работы использованы в том числе при выполнении НИР по заказу международных (Boeing) и отечественных промышленных компаний. Работы по численному моделированию развития пожара в стеллажных хранилищах велись по заказу группы компаний «Гефест» (Санкт-Петербург), занимающейся разработкой и

внедрением инновационных технологий противопожарной защиты. Часть работ выполнена в рамках гранта РНФ 16-49-02017, а также поддержана грантами Правительства Санкт-Петербурга 2015, 2016, 2017 гг. и стипендией Президента Российской Федерации 2018-2020 гг.

Объект и методы исследования. Объектом исследования является распространение турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности твёрдого горючего материала. В работе применяются методы численного моделирования турбулентного течения многокомпонентных реагирующих течений с учетом лучистого теплопереноса. Достоверность полученных результатов проверяется на основании сравнения с опубликованными экспериментальными данными, аналитическими моделями и численными результатами других авторов.

В работе использованы модели и открытые расчетные коды FDS (версии поколения 6.*), модифицированные с учетом целей данной работы, а также специально разработанная приближённая аналитическая модель. Экспериментальные данные для апробации моделей взяты из открытых публикаций. Расчеты выполнены с использованием вычислительных ресурсов СКЦ «Политехнический».

Положения, выносимые на защиту

1. Методика совместного численного моделирования термического разложения твёрдых горючих материалов и горения летучих в турбулентном газофазном пламени (трёхмерная постановка задачи, многопроцессорные вычисления).

2. Новые результаты апробации модели и расчетного кода FDS путем сравнения с экспериментальными данными. Рассмотренные сценарии включают: естественно-конвективное пламя над горизонтальной поверхностью, пламя у вертикальной стенки, через которую с заданным расходом подается горючий газ, воспламенение и горение пластины термопластика под действием внешнего нагрева.

3. Реализация в FDS подсеточной модели (пристеночной функции) для расчёта конвективного теплового потока при недостаточном сеточном разрешении температурных градиентов и наличии неразрешаемого на сетке диффузационного пламени вблизи поверхности горящего материала.

4. Приближенная аналитическая модель распространения турбулентного пламени вверх по поверхности твёрдого горючего материала и результаты её апробации.

5. Идентификация трёх режимов распространения турбулентного пламени вверх по сплошной поверхности горючего материала (осевой, первый и второй фронтальный) в зависимости от параметров нагревателя-воспламенителя и наличия боковых стенок.

6. Сравнение результатов моделирования с помощью кинетической и тепловой модели пиролиза и определение области применимости тепловой модели.

7. Методика применения тепловой модели пиролиза пожарной нагрузки при прогнозировании развития пожара в стеллажном хранилище.

8. Анализ скорости роста мощности тепловыделения при пожаре на высокостеллажном складе в зависимости от положения очага возгорания.

Личный вклад автора заключается в участии в постановке задач исследования, модификации программного обеспечения, разработке и обосновании приближенной аналитической модели распространения пламени (совместно с научным руководителем), разработке методики вычислений распространения пламени по поверхности сплошной и дискретной пожарной нагрузки, выполнении численных расчётов, апробации, интерпретации и анализе результатов, написании статей (совместно с соавторами), представлении результатов работы на профильных научных конференциях.

Апробация результатов Результаты работы представлены и обсуждались на: 15-й Международной конференции и выставке по исследованиям и инженерным разработкам в области пожарной безопасности (Interflam 2019, г. Эгам, Великобритания, 1-3 июля 2019 г.), 9-м Международном семинаре по опасностям пожаров и взрывов (ISFEH9, г. Санкт-Петербург, Россия, 21-26 апреля 2019 г.), VII Российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ-7, г. Москва, Россия, 22-26 октября 2018 г.), 3-м Европейском симпозиуме по пожарной безопасности (3ESFSS, г. Нанси, Франция, 12-14 сентября 2018 г. – премия за лучший доклад), 9-м Международном семинаре по структуре пламени (9ISFS, г. Новосибирск, Россия, 10-14 июля 2017 г.), Юбилейной конференции Национального комитета РАН по тепло- и массообмену «Фундаментальные и прикладные проблемы тепломассообмена» и XXI Школе-семинаре молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (г. Санкт-Петербург, Россия, май 2017 г.), 12-м Международном симпозиуме по пожаробезопасности (12 IAFSS, г. Лунд, Швеция, 9-17 июня 2017 г.), Совместной летней школе по горению, организованной университетами Циньхуа, Принстона и Институтом Горения (2017 Tsinghua-Princeton-Combustion Institute Summer School on Combustion, Пекин, Китай, 16-22 июля 2017 г.), 8-м Международном семинаре по опасностям пожаров и взрывов (ISFEH8, г. Хефэй, Китай, 23-28 апреля 2016 г. – премия за лучший доклад), 7-й Европейской конференции по горению (7ЕСМ, г. Будапешт, Венгрия, 30 марта- 2 апреля 2015 г.), XXXI Сибирском теплофизическом семинаре (г. Новосибирск, Россия, 17-19 ноября 2014 г.),

Научного Совета РАН по горению и взрыву (Санкт-Петербург, 15 декабря 2015 г.), Неделе науки СПбПУ (г. Санкт-Петербург, Россия, 2012-2019. гг.).

Основные результаты опубликованы в 14 печатных работах, в том числе 6 из базы данных Scopus (Author ID: 57195585949, H-индекс: 2), 4 из базы данных WoS и 1 из базы данных СА.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, библиографического списка, содержащего 232 наименования, и четырёх приложений. Текст диссертации изложен на 198 страницах, содержит 94 рисунка и 11 таблиц. Объём приложений 16 страниц.

1. Обзор литературы

1.1. Общая характеристика и классификация режимов распространения пламени

Распространение пламени по поверхности горючего материала – сложный физико-химический процесс, определяющий сценарий развития пожара и скорость роста мощности тепловыделения [66]. В зависимости от свойств горючих материалов, условий окружающей среды, размеров, форм и ориентации поверхности (см. Рис. 1) реализуются различные режимы и механизмы распространения пламени.



Рис. 1. Факторы, определяющие режимы и механизмы распространения пламени

Распространение пламени по поверхности твёрдых горючих материалов – одно из широкого спектра физических явлений, в которых происходит перемещение фронта горения в пространстве. Эти явления отличаются существенно разными физико-химическими механизмами и скоростями распространения фронта (Табл. 1).

Табл. 1. Характерные скорости распространения пламени
в системах с горением [165, 26]

Явление	Скорость распространения пламени, м/с
Тление	10^{-5} – 10^{-4}
Распространение пламени вниз по вертикальной поверхности горючего материала (термически толстый слой)	10^{-3}
Распространение пламени вверх по вертикальной поверхности горючего материала (термически толстый слой)	10^{-2} – 10^0
Распространение пламени по горизонтальной поверхности жидкого горючего	10^{-2} – 10^0
Распространение фронта горения в лесных и городских пожарах	10^{-2} – 10^0
Распространение фронта пламени в перемешанных реакционноспособных смесях	Ламинарная
	Дефлаграция
Детонация	Турбулентная
	10^1
	10^3

Условия, в которых распространяется пламя по поверхности горючего материала, классифицируют по следующим признакам (Рис. 2):

- Направление движения пламени и потока воздуха
- Естественная или вынужденная конвекция
- Ламинарное или турбулентное пламя
- Толщина слоя материала (термически тонкий и термически толстый слой)

Особенно важно выделить два сценария, в которых направление набегающего потока совпадает или противоположно направлению распространения пламени. Структура и динамика распространения пламени в этих случаях существенно отличаются (Рис. 3) и описывается разными математическими моделями.

Для любого типа пожарной нагрузки имеет место фундаментальное уравнение стационарного распространения пламени [69, 212], выражающее баланс тепла в волне горения:

$$V_f \rho \Delta h_f = q''_{net}, \quad (1)$$

где V_f – скорость распространения волны горения, ρ – плотность горючего материала, Δh_f – разность тепловых энталпий горящего и негорящего материала, q''_{net} – результатирующий тепловой поток, поступающий в ещё не воспламенившийся материал. Равенство (1) показывает, что тепловой поток, полученный материалом, расходуется на

изменение его энталпии. Особенности режимов распространения пламени определяются тем, как формируется результирующий тепловой поток.

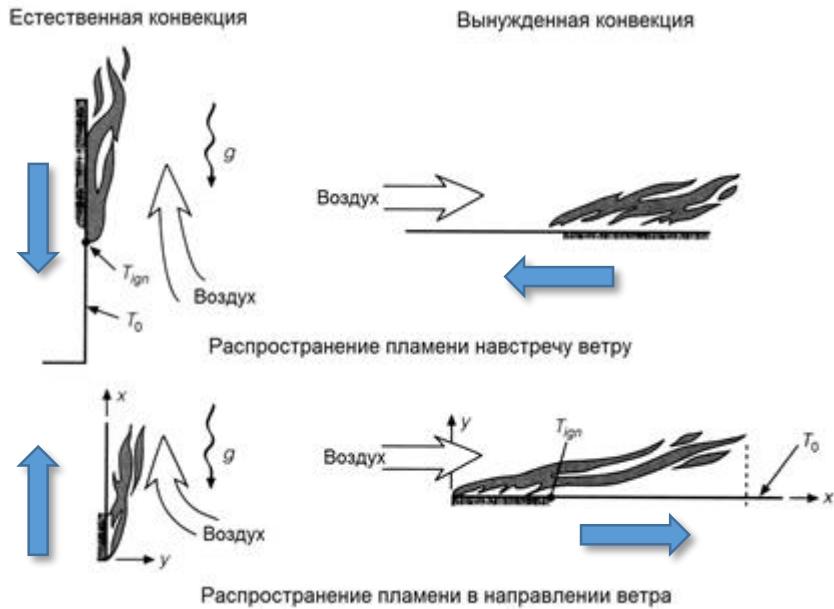


Рис. 2. Условия распространения пламени по поверхности твердого горючего материала [165, 26]

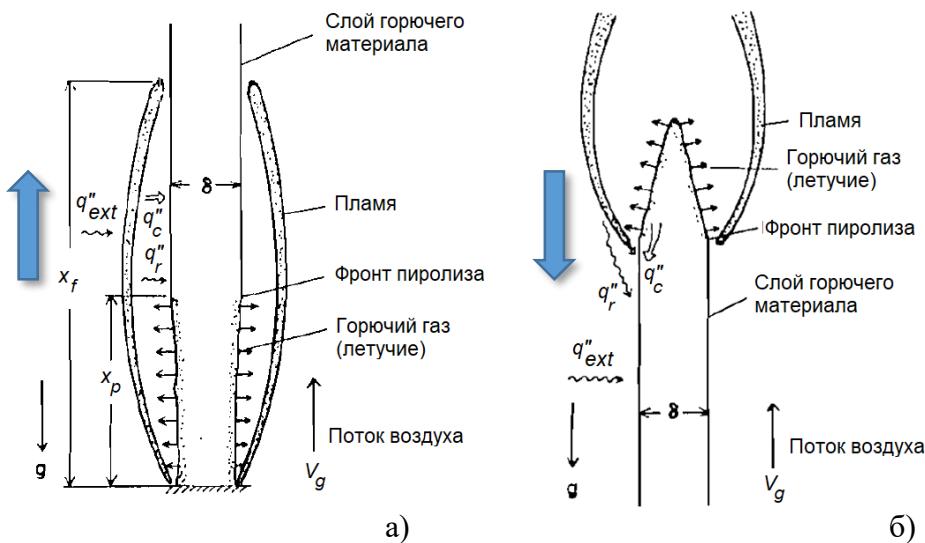


Рис. 3. Схема распространения пламени вверх при наличии сонаправленного потока (а) и вниз при наличии противона правленного потока (б) [79]

Распространение пламени по твёрдой поверхности является результатом взаимодействия между прогревом и термическим разложением горючего материала и газофазным горением летучих. Этот процесс можно рассматривать как последовательный нагрев, воспламенение и горение всех новых участков поверхности горючего материала. Поэтому в слое горючего материала выделяют две зоны. В зоне пиролиза происходит

выделение горючего газа в результате термического разложения материала. В зоне прогрева температура растет за счет воздействия пламени, но остается недостаточной для начала термического разложения и выделения горючего газа. Газофазное пламя является источником тепла, нагревающим зону прогрева и воспламенителем для летучих [212]. Скорость распространения пламени V_f определяется как скорость перемещения границы зоны пиролиза и в дальнейшем обозначается V_p . Основная трудность построения теории распространения пламени (и методики численного расчёта) заключается в определении результирующего теплового потока q''_{net} , полученного материалом в зоне прогрева.

Для распространения пламени должны выполняться два критических условия.

1. Результирующий тепловой поток, поступающий в зону прогрева, должен быть достаточным для генерации летучих и их воспламенения: $q''_{net} > q''_{net,cr}$. Значение результирующего теплового потока определяется следующими механизмами теплопередачи: тепловое излучение из пламени, теплопроводность из пламени, теплопроводность в слое материала и собственное излучение поверхности слоя. При этом значение указанного теплового потока определяет длительность прогрева (τ_{ign}) материала до температуры воспламенения. Значение τ_{ign} определяется теплофизическими свойствами материала (для данного q''_{net}).

2. В газовой фазе должно существовать устойчивое диффузионное пламя. Данное условие выполняется, если теплопотери из пламени не превышают тепловыделение в нём (в противном случае происходит погасание). В свою очередь, погасание пламени происходит, если время пребывания реагентов в зоне реакции недостаточно для полного протекания реакций (срыв пламени при большой скорости газового потока), либо из-за интенсивных лучистых теплопотерь (радиационное погасание).

Безразмерным критерием, разделяющим устойчивое горение и погасание диффузионного пламени, служит число Дамкёлера, определяемое как отношение времени пребывания реагентов в пламени τ_{flow} ко времени протекания химической реакции τ_{ch} :

$$Da = \frac{\tau_{flow}}{\tau_{ch}} \quad (2)$$

Таким образом, выполнение критических условий и динамика распространения пламени зависят от соотношения между тремя характерными масштабами времени:

1. Время задержки воспламенения материала τ_{ign} . Оценка τ_{ign} даётся формулами (145), если воспламенение происходит при достижении температуры T_{ign} на поверхности материала. Данное допущение с хорошей точностью выполняется для термопластиков.

2. Время пребывания газовых реагентов в пламени τ_{flow} . Полагая для толщины газофазного пламени $\Delta_g = a_g/V_g$, получим $\tau_{flow} = \Delta_g/V_g = a_g/V_g^2$, где a_g – температуропроводность газа, V_g – скорость газового потока.

3. Время протекания химической реакции в газовой фазе τ_{ch} , которое определяется кинетикой окисления летучих. Значение τ_{ch} быстро уменьшается при увеличении концентрации кислорода в газовом потоке. Это связано, в первую очередь, с увеличением температуры в зоне реакции.

В зависимости от соотношения между указанными масштабами при распространении пламени навстречу газовому потоку реализуется один из трех режимов распространения пламени.

1. *Тепловой* режим: $\tau_{ign} \gg \tau_{flow} \gg \tau_{ch}$ (умеренные скорости газового потока, концентрация кислорода не слишком мала). В этом случае динамика распространения пламени определяется длительностью нагрева и термического разложения твёрдого горючего материала. Скорость реакции окисления летучих очень велика и не влияет на скорость распространения пламени.

2. *Кинетический* режим: $t_{ign} \gg \tau_{flow} \sim \tau_{ch}$ (большая скорость газового потока, низкая концентрация кислорода). В этом случае летучие окисляются не полностью, газофазное пламя существует близи своего предела погасания.

3. *Радиационный* режим реализуется, если время пребывания реагентов в зоне реакции очень велико: $t_{ign} \sim \tau_{flow} \sim \tau_{ch}$ (очень малая скорость газового потока). В этом случае радиационные потери из пламени и собственное излучение поверхности существенно влияют на его тепловой баланс и могут привести к его погасанию. Данное явление наблюдается при очень низкой скорости газа, что имеет место в отсутствие сил плавучести при горении в невесомости [47].

Иллюстрация формы пламени в каждом из трёх режимов его распространения в условиях невесомости навстречу газовому потоку показана на Рис. 4, где приведены результаты численного моделирования и фотографии пламени при скорости встречного потока газа 1, 15 и 60 см/с. Данный пример показывает, что при реализации теплового режима достигаются максимальная температура газофазного пламени и

наибольшая скорость его распространения. В данной диссертации рассматриваются такие сценарии распространения пламени по поверхности твёрдых горючих материалов, в которых реализуется тепловой режим.

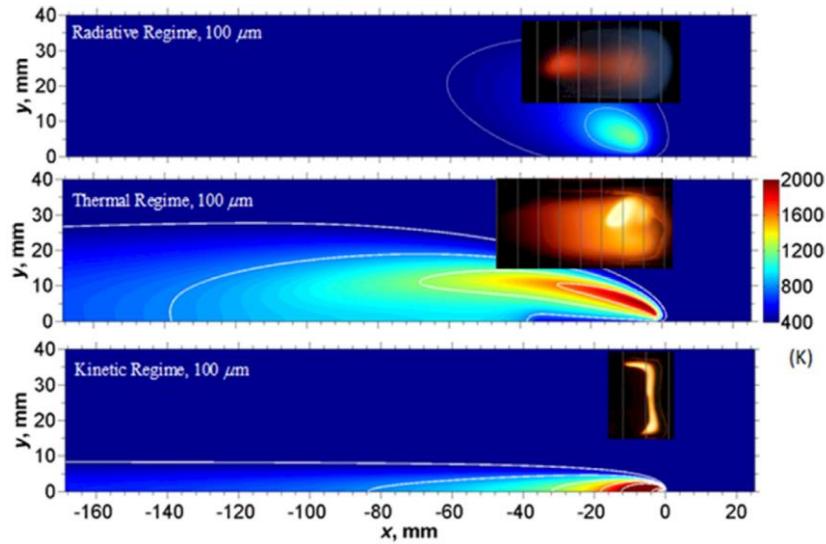


Рис. 4. Результаты численного моделирования и фотографии пламени, соответствующие разным режимам распространения пламени по горизонтальной поверхности горючего материала навстречу потоку воздуха. Сверху вниз: радиационный (скорость потока 1 см/с), тепловой (15 см/с) и кинетический механизм (60 см/с расчёт и 44 см/с эксперимент). Пластина ПММА (длина 95 мм, ширина 20 мм, толщина 0.1 мм). Пламя движется слева направо. Эксперимент на борту МКС [47] (S. Bhattacharjee, A. Simsek, F. Miller, S. Olson, P. Ferkul, 2017)

Отметим, что в данной работе мы не затрагиваем следующие виды горения, также сопровождающиеся движением фронта реакции:

1. Горение в условиях невесомости.
2. Горение в режиме тления, т.е. в отсутствие газофазного пламени.
3. Распространение крупномасштабного пламени в условиях природных (лесных, степных) и городских пожаров.
4. Распространение пламени по поверхности горючих жидкостей.

С учётом целей данной работы мы рассматриваем распространение пламени по поверхности твёрдых горючих материалов (пожары класса А). Данный обзор содержит обобщение экспериментальных (раздел [1.2](#)), теоретических (раздел [1.3](#)) и численных (раздел [1.4](#)) исследований для двух предельных сценариев распространения пламени: навстречу потоку воздуха и в одном направлении с ним. При этом поток воздуха может возникать в результате естественной конвекции, вызванной газофазным пламенем или создаваться принудительно (вынужденная конвекция).

1.2. Экспериментальные исследования

1.2.1. Распространение пламени против потока воздуха

В обзоре экспериментальных исследований распространения пламени в направлении, противоположном потоку воздуха, ограничимся рассмотрением горения образцов с плоской поверхностью. Кроме того, будем рассматривать такие сценарии, в которых обе боковые поверхности образца находятся в одинаковых условиях, а зона пиролиза и пламя симметричны относительно центральной плоскости.

Данный сценарий реализуется в условиях как вынужденной, так и естественной конвекции. В последнем случае будем рассматривать только вертикальные образцы, которые воспламеняются в непосредственной близости от верхней кромки, после чего фронт пиролиза и газофазное пламя перемещаются вниз. Эксперименты показали (см., например, [199]), что под действием архимедовой силы формируется естественно-конвективное подъёмное течение со скоростью не менее 0.3 м/с. В то же время, если при вынужденной конвекции скорость встречного потока газа меньше указанной величины, то такой поток не оказывает влияния на скорость распространения пламени.

Современное состояние теории, описывающей распространение пламени против газового потока, в значительной степени определяется тем, как описываются, во-первых, транспорт тепла в зону прогрева горючего материала и, во-вторых, химическая реакция окисления летучих в газофазном пламени. Эти аспекты обсуждаются в последующих разделах.

Баланс энергии в зоне прогрева

Скорость перемещения пламени по поверхности горючего материала определяется тепловым балансом в зоне прогрева, примыкающей к фронту пиролиза. В связи с этим, именно описание механизмов теплопередачи в зоне прогрева стало основным направлением многолетних исследований и предметом дискуссий. Важность идентификации основного механизма теплоподвода в зону прогрева подчёркивается в работе [212] (F.A. Williams, 1977), содержащей один из первых обзоров теоретических подходов к анализу распространения пламени по поверхности горючих материалов.

Если слой горючего материала достаточно *тонкий* (лист бумаги, ткань и т.п.), то общепринятым является утверждение о том, что основным механизмом нагрева является теплопередача (теплопроводность и излучение) в газе (см., например [99, 79] и др.). Вместе с тем выявление доминирующего механизма теплопередачи в *толстом*

слое твёрдого горючего материала сопровождалось длительными экспериментальными исследованиями, по результатам которых делались существенно отличающиеся выводы о роли теплопроводности в слое материала. В работах 70х-80х годов, выполненных A.C. Fernandez-Pello, F.A. Williams, T. Hirano и др. (см., например, [212, 70, 74, 76, 78, 79]), был сделан вывод о том, что теплопередача в слое материала в направлении распространения пламени увеличивается по мере увеличении толщины слоя δ и перестаёт зависеть от δ если $\delta > \delta_T$, где δ_T – толщина прогретого слоя у нагреваемой поверхности. Другими словами, для термически толстых образцов именно теплопроводность в слое рассматривается как основной механизм нагрева материала перед фронтом пламени^{1, 2}.

Важно подчеркнуть, что последнее утверждение было в дальнейшем оспорено и уточнено. В экспериментах [59] (Crescitelli et al., 1981) было рассмотрено распространение пламени вниз по вертикальной поверхности пластин полиметилметакрилата и полистирола, причём в состав горючего материала были добавлены частицы инертных и металлических порошков, а также куски проволоки и фольги (параллельно поверхности слоя). Это позволило изменить теплопроводность вдоль слоя, не меняя скорость выгорания материала на поверхности. Измерения показали, что скорость распространения пламени немонотонно зависит от температуропроводности слоя, снижаясь при достаточно большой массовой доле включений. Это указывает на то, что теплопроводность по слою материала из зоны пиролиза в зону прогрева не является основным источником тепла. В работе [107] (A. Ito, T. Kashiwagi, 1986) было показано, что тепловой поток из газофазного пламени в зону прогрева составляет около 60% (остальная часть соответствует теплопроводности в слое), т.е. является основным даже в термически толстом слое³.

Наиболее отчётливая экспериментальная демонстрация распределения тепловых потоков в слое материала представлена в работе [108] (A. Ito, T. Kashiwagi, 1988),

¹ В работе [79] сделана оговорка о том, что данный вывод экспериментально доказан для ПММА и может не выполняться для материалов с существенно отличающимися теплофизическими свойствами.

² При этом показано, что слой ПММА толщиной менее 2 мм можно считать термически тонким, а слой толщиной более 2 см – термически толстым (применительно к распространению пламени вниз).

³ По данным работы [107] (A. Ito, T. Kashiwagi, 1986) температура поверхности слоя ПММА в зоне пиролиза составляет 380 С, кромка видимого пламени располагается на расстоянии 1 мм перед границей зоны пиролиза, а протяжённость зоны прогрева составляет 3.4 мм (на этом расстоянии устанавливается нулевой градиент температуры и, следовательно, нулевой результирующий поток вглубь материала).

результаты которой представлены на Рис. 5 и Рис. 6. Прецизионные измерения температурных полей в объёме и на поверхности слоя ПММА (длина 30 см, ширина от 0.32 до 2.5 см, толщина 2.5 см), ориентированного под углами к вертикали от -90° до $+90^\circ$, позволили вычислить как распределения теплового потока по поверхности (Рис. 5), так и векторные поля тепловых потоков в объёме слоя (Рис. 6). Данные Рис. 5 показывают, что при распространении пламени вниз по вертикальной или наклонной поверхности, а также в случае горизонтальной поверхности максимальный тепловой поток на поверхности q''_{net} составляет примерно $70 \text{ кВт}/\text{м}^2$, а протяжённость зоны прогрева $\Delta \approx 2 \text{ мм}$. Однако при распространении пламени вверх по вертикальной поверхности тепловой поток составляет примерно $28 \text{ кВт}/\text{м}^2$, а протяжённость зоны прогрева определяется длиной пламени.

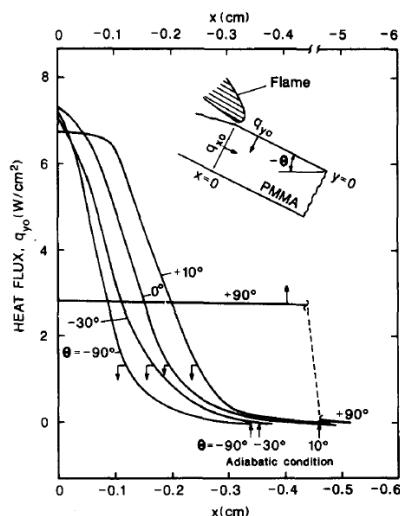


Рис. 5. Распределение теплового потока по высоте образца в зависимости от угла наклона термически толстой пластины ПММА. Углы наклона: -90° – пламя движется вниз по вертикальной поверхности; 0° – пламя движется по горизонтальной поверхности; 90° – пламя движется вверх по вертикальной поверхности. [108] (A. Ito, T. Kashiwagi, 1988)

Анализ данных на Рис. 6 показывает, что тепловой поток направлен практически по нормали к поверхности. Доля продольной составляющей оказывается наибольшей в случае распространения пламени вниз по вертикальной поверхности (угол -90°), но и в этом случае доля теплового потока, поступающего в зону прогрева из газа составляет 56%. В случае распространения пламени по горизонтальной поверхности указанная доля составляет 78%, а при распространении вверх по вертикальной поверхности – 99% [108]. Преобладание теплопередачи из газовой фазы также подтверждается результатами экспериментов [41] (R.M. Aseeva, 1990) по распространению пламени по поверхности материалов с низкой теплопроводностью (пенополиуретан).

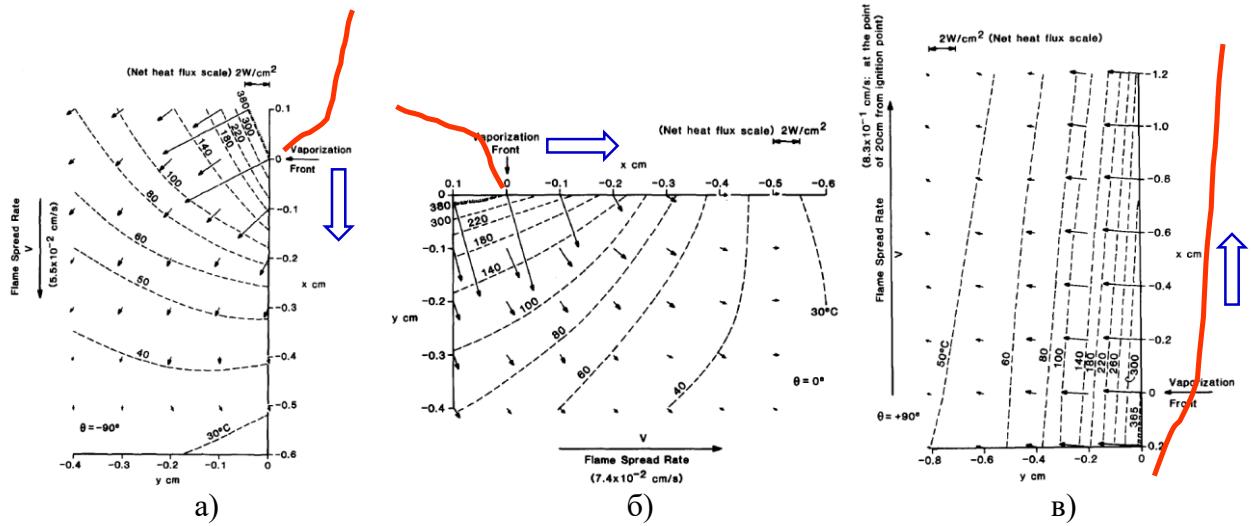


Рис. 6. Измеренные распределения температуры и теплового потока в термически толстом слое ПММА. Направление распространения пламени: а) – вниз по вертикальной поверхности; б) – горизонтально; в) – верх по вертикальной поверхности [108] (A. Ito, T. Kashiwagi, 1988)

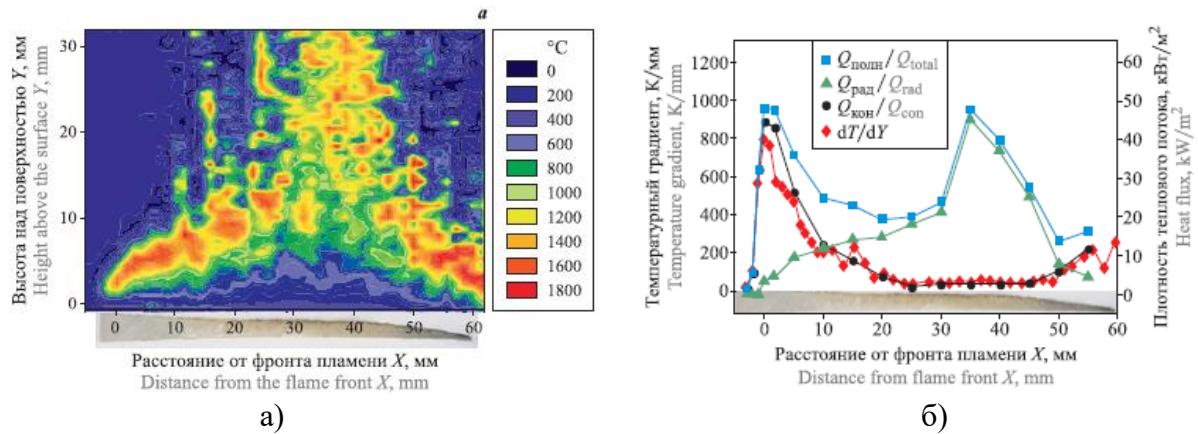


Рис. 7. Структура газофазного пламени при распространении пламени по горизонтальной поверхности пластины ПММА (ширина 100 мм): а) – распределение температуры в вертикальном сечении; б) – распределение конвективного, радиационного и результирующего тепловых потоков по поверхности пластины. В нижней части рисунков показан контур поперечного сечения образца [14] (О.П. Коробейничев и др., 2019)

Основываясь на результатах работ [59, 107, 108 и др.], в обзоре [211] (I.S. Wichman, 1992) сделано заключение о том, что продольная теплопроводность в слое горючего материала не оказывает определяющего влияния на динамику распространения пламени навстречу потоку воздуха. Это значит, что интенсивность нагрева материала в зоне прогрева и, следовательно, скорость распространения пламени в основном определяется теплопередачей из газофазного пламени. Из-за малой оптической плотности пламени и его ориентации по отношению к нагреваемой поверхности вклад

теплового излучения оказывается небольшим по сравнению с теплопроводностью в газе⁴.

Следует подчеркнуть, что при распространении пламени по горизонтальной поверхности также формируется естественно-конвективное течение, причём в движение газа в окрестности фронта направлено навстречу направлению его распространения. Этот сценарий рассмотрен в серии недавних работ [116, 119] (O. Korobeinichev et al., 2018, 2020) и [14] (О.П. Коробейничев и др., 2019), где экспериментально исследовано распространение пламени по горизонтальной поверхности пластины ПММА (ширина 100 мм, толщина 1.6-5 мм). Измерение температуры газа вблизи поверхности позволило показать, что в окрестности передней кромки пламени наибольший вклад в прогрев материала вносит теплопроводность в газе. Как показано на Рис. 7, доля лучистого теплового потока увеличивается по мере удаления от фронта пламени.

Влияние конечной скорости реакции в газовой фазе

Влияние конечной скорости реакции в газовой фазе становится важным для объяснения следующих особенностей распространения пламени против газового потока.

1. Измеренные зависимости скорости распространения пламени от скорости встречного потока газа при разных концентрациях кислорода в потоке [78] (C.A. Fernandez-Pello et al., 1981). Указанные зависимости нельзя объяснить тепловым балансом зоны прогрева, если он определяется в предположении бесконечно большой скорости реакции.
2. Полное погасание газофазного пламени при снижении концентрации кислорода в набегающем потоке ниже критического значения (см., например, [199] (A. Tewarson, S.D. Ogden, 1992)).
3. Сложная структура пламени в окрестности кромки, прилегающей к фронту пиролиза.

Влияние скорости встречного потока газа на скорость распространения пламени

Влияние скорости встречного потока газа изучено в экспериментах [74, 78] (C.A. Fernandez-Pello et al.), в которых также изменяли концентрацию кислорода в набегающем потоке. Измеренные зависимости скорости распространения пламени от скорости газового потока представлены на Рис. 8. Видно, что если скорость потока достаточно

⁴ При распространении пламени по горизонтальной поверхности вклад излучения в теплопередачу из пламени к поверхности материала в зоне прогрева больше, чем при распространении вниз по вертикальной поверхности. При любой ориентации поверхности вклад излучения становится значительным на больших пространственных масштабах.

велика, то её увеличение снижает скорость распространения пламени вплоть до его срыва и погасания (в случае горения как тонких, так и толстых образцов).

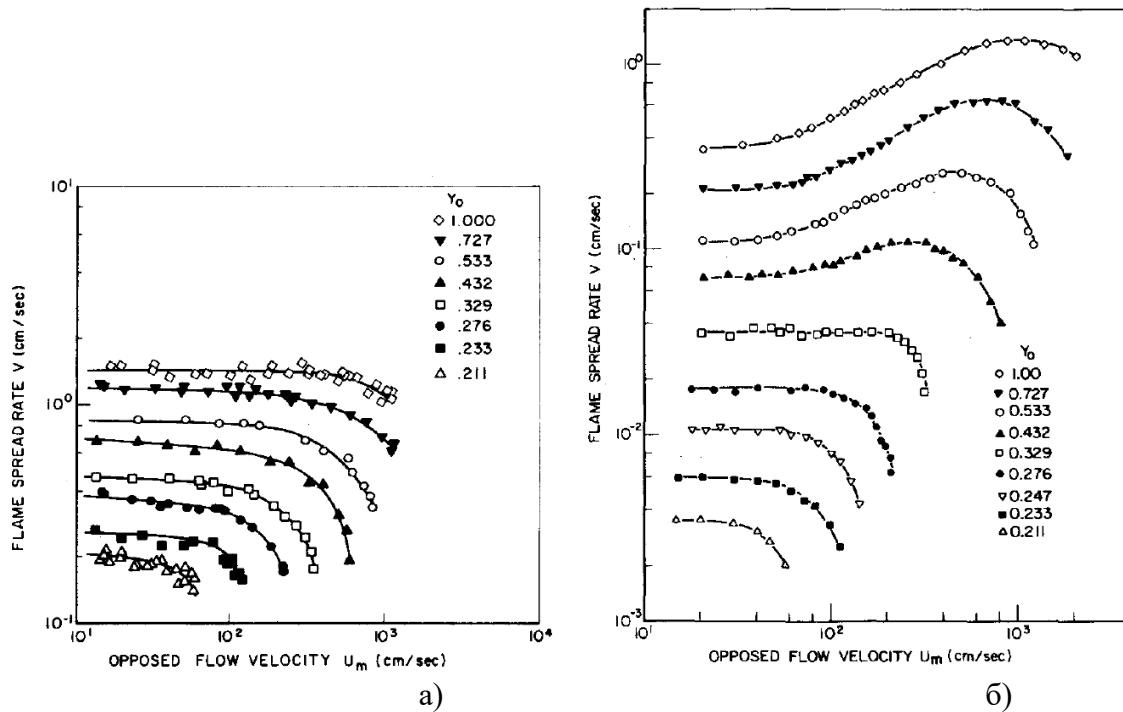


Рис. 8. Зависимость скорости распространения пламени навстречу газовому потоку от скорости потока и концентрации кислорода в нем [78] (C.A. Fernandez-Pello et al., 1981): а) – термически тонкий слой (листы бумаги); б) – термически толстый слой (пластины ПММА)

Если же скорость встречного потока не слишком велика, то её увеличение не влияет на скорость распространения пламени по поверхности *тонкого* слоя (Рис. 8, а), но может привести к увеличению скорости распространения пламени по поверхности *толстого* слоя (Рис. 8, б). Оба эффекта объясняются тепловой теорией, в которой скорость реакции в газовой фазе предполагается бесконечно большой (см. ниже в разделе 1.3.1). Это указывает на реализацию теплового и кинетического механизмов распространения пламени, описание которых приводится выше в разделе 1.1.

Зависимости, аналогичные представленным на Рис. 8, а, были также получены в работе [7] (А.Ф. Жевлаков, Ю.М. Грошев, 1987) для распространения пламени по тонким листам бумаги и ткани навстречу потоку газа (скорость набегающего потока 0.1-5.0 м/с, объемная доля кислорода – 0.21-1.0).

Снижение скорости распространения пламени при достаточной большой скорости встречного потока обусловлено снижением времени пребывания реагентов в зоне реакции и соответствующим снижением тепловыделения из-за неполного протекания

реакции⁵. Соотношение времени пребывания газовых реагентов в зоне реакции и характерного времени протекания реакции окисления летучих учитывается числом Дамкёлера (2), где полагают $\tau_{flow} = a/V_g^2$ и $\tau_{ch} = \rho/(AY_{fuel}^{n_{fuel}} Y_{O_2}^{n_{O_2}} P^n \exp(-E_a/\mathcal{R}T_f))$, $n = n_{fuel} + n_{O_2}$, $Y_{O_2} \approx Y_{O_2,\infty}$, $Y_{fuel} \approx S \ln(1+B)/B^{0.15}$ [78], а температура пламени T_f зависит от концентрации кислорода $Y_{O_2,\infty}$ в потоке газа. Таким образом, изменение числа Дамкёлера учитывает изменение как скорости потока газа, так и концентрации кислорода в нём. Как показано в работах [78, 208, 211], зависимость безразмерной скорости распространения пламени⁶ от числа Дамкёлера (Рис. 9) оказывается почти универсальной и обобщает большое количество экспериментов, включая зависимости, представленные на Рис. 8. Наибольший разброс данных имеет место при малых числах Дамкёлера.

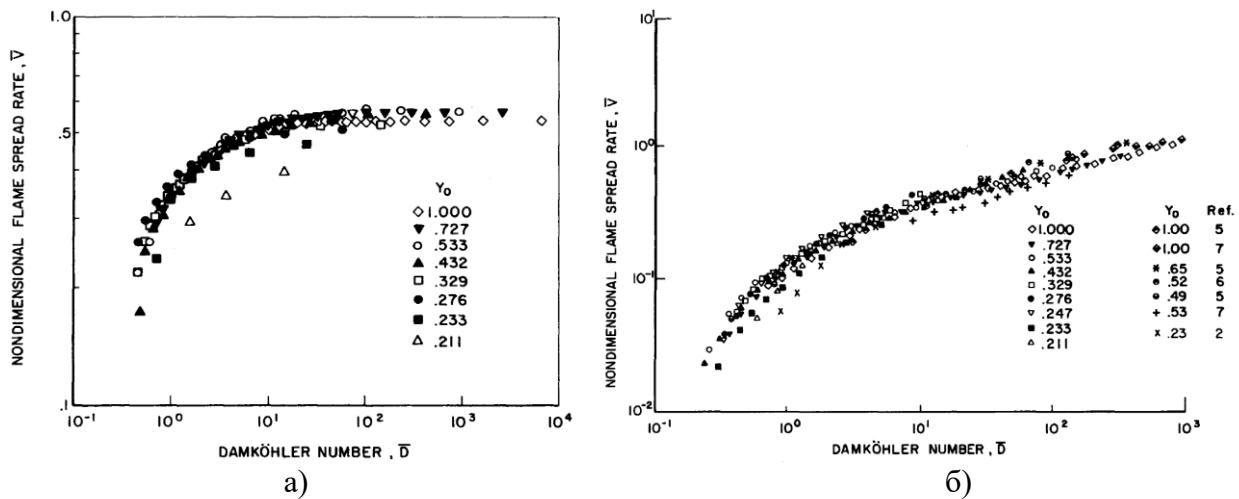


Рис. 9. Зависимость безразмерной скорости распространения пламени навстречу газовому потоку от числа Дамкёлера [78] (C.A. Fernandez-Pello et al., 1981): а) – термически тонкий слой (листы бумаги); б) – термически толстый слой (пластины ПММА) [78]

В случае малой скорости потока газа и большой концентрации кислорода в нём (предел больших чисел Дамкёлера) скорость реакции в газофазном пламени настолько велика, что реакция протекает до конца. В результате скорость реакции уже не оказы-

⁵ В работе [78] (C.A. Fernandez-Pello et al., 1981) приводится объяснение, которое опирается на допущение о доминировании теплопередачи в зону прогрева из зоны пиролиза за счёт теплопроводности в слое материала при горении термически толстых образцов. Данное допущение опровергается рядом экспериментов и в настоящее время считается неверным.

⁶ Безразмерная скорость распространения пламени вычисляется с помощью равенств (11) и (12) тепловой теории.

вает влияния на скорость распространения пламени, которая целиком определяется интенсивностью теплопередачи в газе и твёрдом материале (тепловой режим). Отметим, что даже в этом случае безразмерная скорость распространения пламени, представленная на Рис. 9, а, продолжает увеличиваться с ростом числа Дамкёлера. Модифицированная зависимость, в которой безразмерная скорость распространения пламени стремится к единице и не зависит от числа Дамкёлера при $Da \rightarrow \infty$, представлена в работах [209, 211].

В противоположном пределе малых чисел Дамкёлера происходит снижение скорости распространения пламени, вызванное большой скоростью встречного потока, низкой концентрацией кислорода в нём или обоими факторами.

Увеличение скорости потока сопровождается его турбулизацией. Распространение пламени по поверхности термически толстых пластин ПММА (длина 0.3 м, ширина 0.076 м, толщина 0.0127 мм) и листов бумаги толщиной 0.33 мм навстречу турбулентному потоку (средняя скорость до 2.5 м/с) рассмотрено в экспериментах [228] (L. Zhou, A.C. Fernandez-Pello, 1990). В случае горения пластин ПММА наблюдался рост скорости распространения пламени при малых скоростях потока и снижение (с последующим погасанием) при больших. Максимальные значения скорости соответствуют переходу от ламинарного к турбулентному режиму течения. Аналогичная немонотонная зависимость получена при изменении интенсивности турбулентности в потоке. Измененная скорость распространения пламени по поверхности листов бумаги монотонно снижается как при увеличении средней скорости потока, так и при увеличении интенсивности турбулентности.

В работе [199] (A. Tewarson, S.D. Ogden, 1992) исследовано влияние концентрации кислорода на скорость распространения пламени вниз по вертикальной поверхности ПММА (ширина 0.1 м, высота 0.3-0.61, толщина 0.025 м). При этом установлено, что если скорость естественно-конвективного потока воздуха не превышает 0.3 м/с, то скорость перемещения фронта пиролиза зависит только от концентрации кислорода в потоке (отметим, что это согласуется с результатами измерений, показанными на Рис. 8). Увеличение концентрации кислорода ускоряет распространение пламени из-за увеличения температуры пламени и мощности тепловыделения в нём. В экспериментах [199] снижение массовой доли кислорода до 0.178 приводило к невозможности распространения пламени и его погасанию.

Горение вертикальных пластин ПММА (длина 30 мм, ширина 10 мм, толщина от 0.015 до 8 мм) при мольной доле кислорода в атмосфере от 0.2 до 0.5 исследовано в работе [45] (S. Bhattacharjee et al., 2000). На основании сравнения измеренной скорости

распространения пламени с результатами расчётов по тепловой теории сделан вывод о том, что при горении в нормальной атмосфере существенную роль играет конечная скорость реакции окисления, что является признаком кинетического режима. При повышенной концентрации кислорода реализуется тепловой режим.

1.2.2. Распространение пламени в направлении потока воздуха

Скорость распространения пламени

Распространение пламени вверх по вертикальной поверхности – один из сценариев, которых направление потока воздуха совпадает с направлением распространения пламени. Экспериментальному исследованию таких сценариев посвящено значительное количество работ. В данном разделе мы ограничимся распространением пламени по плоской поверхности.

Турбулентное пламя

Начатые в конце 60-х годов многолетние исследования, выполнявшиеся в компании FM Global (США), представлены работами [141, 150, 151, 199, 217] и др. В работе [141] (G.H. Markstein, J. de Ris, 1973) исследовано распространение пламени по хлопковой ткани, поддерживаемой в виде наклонной или вертикальной поверхности (ширина 0.457-0.609 м длина 1.525 м, распространение вдоль длинной стороны). Показано, что стационарный режим не достигается, и скорость перемещения фронта увеличивается как $V_p \sim x_p^n$, где x_p – координата фронта, $n = 0.5 \div 0.6$. Скорость распространения пламени изменялась в диапазоне 0.2-0.7 м/с.

Экспериментальная установка, использованная в работе [150] (L. Orloff, J. de Ris, G.H. Markstein, 1975), показана на Рис. 10, а. Рассмотрено распространение турбулентного пламени вверх по вертикальной пластине полиметилметакрилата (высота 1.57 м, ширина 0.41 м, толщина 0.045 м. Измерены зависимости координаты вершины газофазного пламени x_f и скорости перемещения фронта пиролиза в установившемся режиме: $x_f = 5.346x_p^{0.781}$ (м), $V_p = 0.00441x_p^{0.964}$ (м/с). Наблюдался непрерывный рост скорости распространения пламени. Отметим, что поскольку $n = 0.964 \approx 1$, это соответствует практически экспоненциальному росту x_p с течением времени. Кроме того, выявлено значительное увеличение удельной скорости выгорания с высотой (Рис. 10, б).

В работе [151] (Orloff L., Modak A.T., Alpert R.L., 1977) рассмотрено распространение турбулентного пламени вверх по вертикальной пластине ПММА высотой 3.56 м (ширина 0.914 м, толщина 0.064 м). Пластину поджигали вблизи нижней кромки, после

чего горение продолжалось 3240 с. Для скорости выгорания на вертикальной оси поверхности пластины получено $m'' = 5.32 + 3.97x$ г/(м²·с) без признаков стабилизации скорости выгорания с высотой. Это значит, что при увеличении высоты пластины можно ожидать дальнейшее увеличение скорости выгорания (более 20 г/(м²·с)).

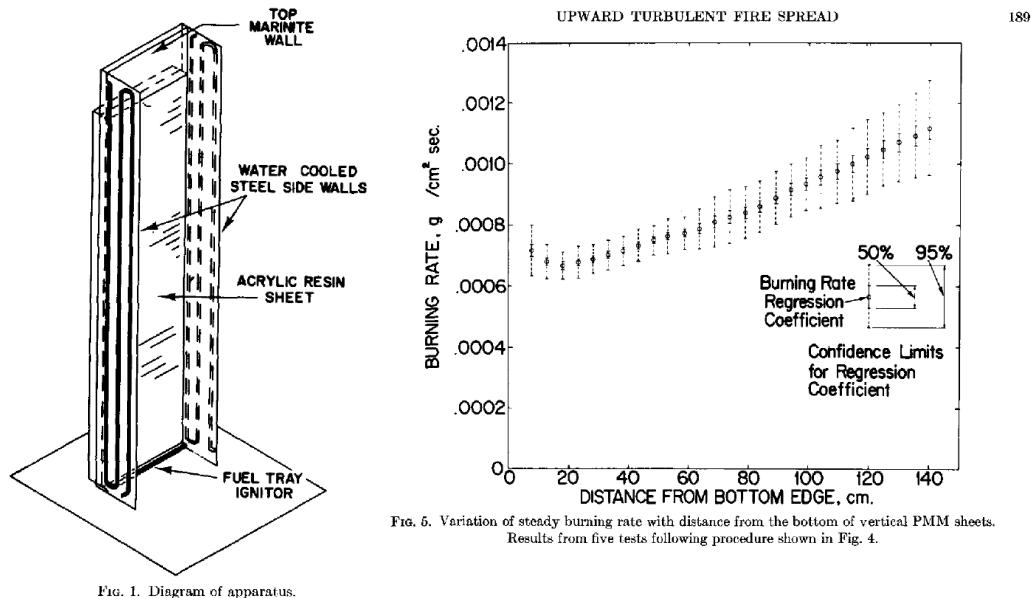


Рис. 10. Экспериментальная установка (а) и измеренная зависимость скорости выгорания от высоты (б) в работе [150] (L. Orloff, J. de Ris, G.H. Markstein, 1975)

В экспериментах [199] (A. Tewarson, S.D. Ogden, 1992) исследовано горение термически толстых пластин ПММА высотой 0.61 м при разных концентрациях кислорода в потоке. Скорости распространения пламени согласуются с ранее измеренными в работе [150] (L. Orloff, J. De Ris, G.H. Markstein, 1975).

Самые большие пластины горючего материала (высота 5 м) использовались в работе [217] (P.K. Wu, L. Orloff, A. Tewarson, 1996). Установлено, что максимальные значения теплового потока на поверхности пластины составляют 30-40 кВт/м². Для высоты пламени получено $x_f = 0.048Q'^{2/3}$ (м), где Q' – мощность тепловыделения, отнесённая к ширине пластины (кВт/м).

В работе [40] (V.B. Apté, R.W. Bilger, A.R. Green, J.G. Quintiere, 1991) приводятся результаты крупномасштабных экспериментов по распространению турбулентного пламени по поверхности горизонтальной пластины ПММА (длина 2.4 м, ширина 0.65 м, толщина 6 мм) в условиях вынужденной конвекции. Особенность эксперимента [40] заключается в том, что на начальной стадии распространения пламя располагается в пограничном слое, но после достижения мощности тепловыделения $Q' = \dot{Q}/W$ более

100 кВт/м (при которой длина пламени x_f превышает 1 м) пламя выходит из пограничного слоя и образует поднимающийся тепловой факел. В первом из указанных режимов осреднённая по площади скорость выгорания $m'' = \dot{Q}' / (\Delta h_c x_p)$ практически не зависит от скорости потока воздуха и составляет примерно 5 г/(м²·с). Смена режимов распространения меняет условия теплопередачи из пламени в зону прогрева и увеличивает скорость распространения, длину пламени, скорость выгорания (до 23 г/(м²·с)) и мощность тепловыделения. В обоих режимах $x_f \approx 1.25x_p$ независимо от скорости потока. Доля радиационного потока в результирующем тепловом потоке составляет 40-50% в первом режиме и увеличивается до более 90% при полном охвате пластины пламенем.

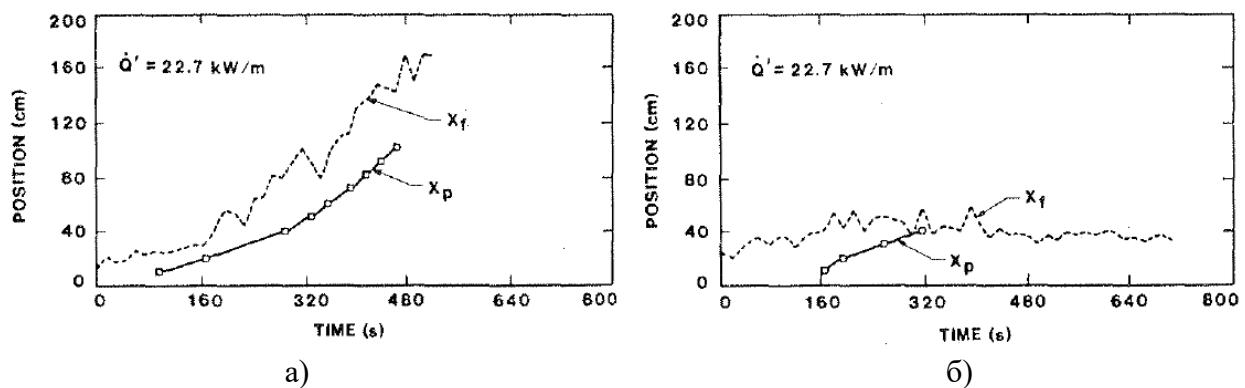


Рис. 11. Изменение координаты фронта пиролиза x_p и вершины пламени x_f в экспериментах [180] (K. Saito, J.G. Quintiere, F.A. Williams, 1986): а) – полностью газифицирующийся термопластик (ПММА); б) – обугливающийся материал (ДСП)

Турбулентное горение вертикальных пластин ПММА и ДСП под действием внешнего радиационного потока экспериментально и теоретически исследовано в работах [180] (K. Saito, J.G. Quintiere, F.A. Williams, 1986) и [181] (K. Saito, F.A. Williams, I.S. Wichman, J.G. Quintiere, 1989). Эксперименты показали, что при распространении пламени по поверхности обугливающегося материала (ДСП), температура поверхности материала в момент воспламенения фиксируется с большим разбросом. Однако при надлежащем выборе эффективных значений температуры воспламенения экспериментальные данные для скорости распространения пламени всё же согласуются с выводами тепловой теории. Важное отличие от горения термопластиков заключается в том, что если внешний тепловой поток и начальная температура материала ниже соответствующих предельных значений, то после пилотного зажигания и начального расширения зоны пиролиза происходит погасание газофазного пламени. Как показано на Рис.

11, а, при горении термопластика в течение всего эксперимента имеет место рост высоты пламени и расширение зоны пиролиза, причём $V_p \sim x_p^n$, где $n \approx 1$. Однако при горении древесины обе величины растут лишь до своих максимальных значений, при которых происходит погасание (Рис. 11, б).

Распространение турбулентного пламени в спутном потоке воздуха (вынужденная конвекция) рассмотрено в работе [229] (L. Zhou, A.C. Fernandez-Pello, 1990), где показано, что в рассмотренном диапазоне средних скоростей внешнего потока от 1 до 4 м/с измеренная скорость распространения пламени также пропорциональна скорости потока. При этом установлено, что повышение интенсивности турбулентности не только снижает скорость распространения пламени, но и ослабляет её зависимость от скорости внешнего потока. В условиях полностью развитой турбулентности можно ожидать, что скорость распространения пламени перестаёт зависеть от скорости внешнего потока.

Ламинарное пламя

В работах A.C. Fernandez-Pello и др. [72, 77, 134, 229] изучено распространение ламинарного пламени по вертикальным пластинам ПММА. В частности, в работе [72] (Fernandez-Pello A.C., 1977) исследовано горение термически толстых пластин высотой 0.2 м (ширина 0.1 м, толщина 0.038) в условиях *естественной* конвекции под действием внешнего теплового потока от 0 до 20 кВт/м², и измерены зависимости $x_p(t)$, $x_f(t)$. Показано, что увеличение внешнего теплового потока приводит к увеличению температуры поверхности, которая достигается к моменту подхода фронта пиролиза, приближая её к температуре воспламенения T_{ign} . В отсутствие внешнего нагрева получены зависимости $x_p \sim t^{1.7}$ (что соответствует $V_p \sim x_p^n$ при $n \approx 0.41$) и $x_f \sim t^{1.07}$.

Распространение ламинарного пламени в направлении ветра в условиях *вынужденной* конвекции в аэродинамической трубе рассмотрено в работах [134] (H.-T. Loh, A.C. Fernandez-Pello, 1984) и [135] (H.-T. Loh, A.C. Fernandez-Pello, 1986). В первой из этих работ [134] показано, что экспериментальные данные для пластины ПММА (толщина 1.27 см) описываются соотношением (29), в соответствии с которым скорость распространения пламени стационарна и пропорциональна скорости спутного потока, причем $V_p \sim B_T^{1.8}V_g$, где $B_T = (\Delta h_{c,O_2}Y_{O_2,0} - c_p(T_{ign} - T_0)) / \Delta h_g$ – число теплопереноса.

Влияние концентрации кислорода в потоке газа на скорость распространения пламени исследовано в диапазоне массовых долей $0.2 < Y_{O_2,air} < 1$ (Рис. 12). В работе [135] рас-

смотрено горение листов бумаги (толщина 0.33 мм) и показано, что скорость распространения пламени увеличивается с ростом скорости спутного потока, если $V_g < 1$ м/с, и не зависит от V_g , если $V_g > 1$ м/с. Перемещение фронта пиролиза происходит в соответствии с соотношением $x_p \sim t^\gamma$, где $\gamma = 1.67$ при естественной конвекции и $\gamma = 2$ при вынужденной.

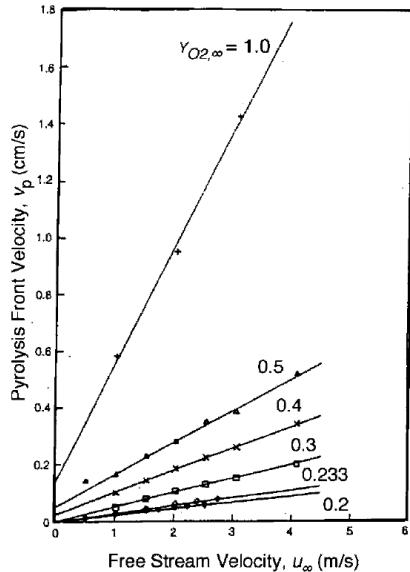


Рис. 12. Скорость распространения ламинарного пламени в направлении газового потока в зависимости от скорости газа и массовой доли кислорода в нем. Экспериментальные данные [134] (H.-T. Loh, A.C. Fernandez-Pello, 1984)

Распространение пламени вверх по вертикальной пластине ПММА (высота 0.5 м, ширина 0.05 м, толщина 0.015 м) в условиях естественной конвекции рассмотрено в работе [171] (A.S. Rangwala, S.G. Buckley, J.L. Torero, 2008). С помощью теории ламинарного пограничного слоя получена зависимость расстояния от поверхности до диффузионного пламени в газе (standoff distance, y_f), в которой число теплопереноса B_T является параметром. Затем по измеренной зависимости $y_f(x)$ определены распределения числа теплопереноса по высоте (Рис. 91). Для описания перемещения фронта пиролиза использована предложенная в работе [39] (K. Annamalai, M. Sibulkin, 1979) приближённая теория, в соответствии с которой на больших временах $x_p^{1/2} \sim t$ (подробнее см. ниже в разделе 1.2.1). С учётом сильного изменения числа теплопереноса по высоте, которое объясняется изменением режима течения и вклада собственного излучения поверхности в баланс энергии, показано, что наилучшее согласие теоретической и измеренной зависимостей $x_p(t)$ получается при использовании числа

теплопереноса, осреднённого по площади поверхности.

Приведённые экспериментальные данные указывают на то, что при распространении ламинарного пламени вверх по вертикальной поверхности термически толстого слоя термопластика в условиях естественной конвекции имеет место зависимость $x_p \sim t^\gamma$, где показатель степени составляет $\gamma = 1.7\text{-}2$.

Горение обугливающихся материалов (бумага, древесина, ДСП) протекает иначе. В экспериментах по горению древесины и ДСП имеет место большой разброс данных, и сильная чувствительность к способу воспламенения. Как отмечено в [89] (M.J. Gollner, F.A. Williams, A.S. Rangwala, 2011), в пределах неопределённости экспериментальных данных для начальной стадии распространения пламени можно принять $x_p(t) \sim t$ [180, 97, 92]. Дальнейшее распространение пламени зависит от толщины образца. В случае полного выгорания достаточно тонкого слоя устанавливается постоянная скорость распространения. Горение толстого образца протекает в условиях формирования и роста углистого слоя и приводит к постепенной остановке фронта пиролиза [180, 92]. Для непрерывного распространения пламени по поверхности ДСП требуется внешний тепловой поток [181]. Измеренные в работе [89] зависимости $x_p(t)$ для распространения пламени вверх по вертикальной поверхности гофрированного картона (высота и ширина пластин составляла 0.5 м, но измерения выполнялись до достижения $x_p = 0.3$ м) показывают, что $x_p \sim t^{1.5}$. Горение обугливающихся материалов сопровождается сильным искривлением поверхности, её расслоением и скруткой фрагментов (при горении картона или пачки листов бумаги).

В работе [90] (M.J. Gollner, K.J. Overholt, F.A. Williams, A.S. Rangwala, J. Perricone, 2011) поставлены эксперименты по горению вертикальных пластин картона и полистирола высотой 0.2 м (ширина 5 см). Образцы воспламенялись у нижней кромки, после чего пламя распространялось вверх. При рассмотренной высоте образца пламя остаётся ламинарным (Рис. 13). Измерены средние по площади поверхности значения скорости выгорания: $m'' = 7.3\text{-}7.9 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ для картона и $m'' = 6.7\text{-}6.8 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ для полистирола, а также зависимости интегральной скорости выгорания и координаты фронта пиролиза от времени. С помощью формулы $m'' = (\alpha/c_p) \ln(1 + B_T)$ (149), где $\alpha = (\lambda/x_p) \text{Nu}_x$, $\text{Nu}_x = 0.13(\text{Gr}_x \text{Pr})^{1/3}$ и $\text{Gr}_x = (gx_p^3/v_g^2)(T_f - T_0)/T_0$, определяется эффективное число теплопереноса B_T для данного вида пожарной нагрузки [90]. Данный подход игнорирует лучистый теплоперенос и собственное излучение поверхности, но

определенное по измеренной скорости выгорания численное значение B_T неявно учитывает все виды теплопереноса. Следует отметить, что определялось среднее по площади поверхности число B_T . Полученное с помощью формулы (149) значение B_T затем используется в приближённой аналитической модели распространения пламени по поверхности горючего материала (подробнее см. в разделе [1.2.1](#)).

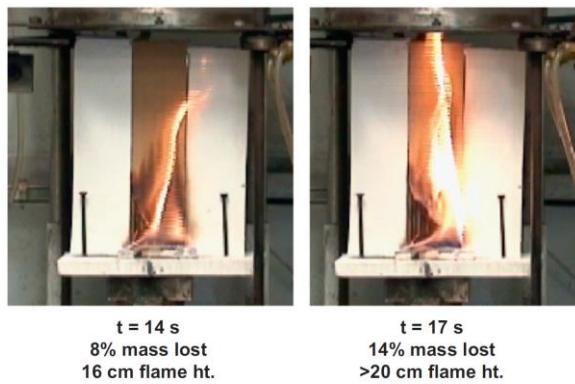


Рис. 13. Распространение пламени вверх по вертикальному образцу гофрированного картона [90]



Рис. 14. Распространение пламени вверх по вертикальной пластине ПММА (высота 20 см) в экспериментах [127] (I.T. Leventon, S.I. Stoliarov, 2015) в моменты времени 15, 60, 105, 150, 245 с после зажигания

Распространение пламени вверх по вертикальной поверхности пластины ПММА (высота до 0.2 м, ширина 0.05 м, см. Рис. 14) рассмотрено в работах [126, 127, 128] (I.T. Leventon, S.I. Stoliarov et al., 2013-2017). Для осреднённого по времени теплового потока, падающего на поверхность измерительного элемента, получено 40 kVt/m^2 в нижней части пластины ($x < 5 \text{ см}$) с последующим снижением до 34 kVt/m^2 при $x > 5 \text{ см}$. При этом значения результирующего потока, полученного слоем материала, отличались от измеренного ранее в работе [108] (A. Ito, T. Kashiwagi, 1988) значения 28 kVt/m^2 не более, чем на 4 kVt/m^2 . Измеренные распределения теплового потока использованы в расчётах пиролиза материала с помощью модели ThermaKin.

Выводы

Если ограничиться распространением пламени по плоским поверхностям⁷, то можно отметить, что основной объём экспериментальных исследований крупномасштабных турбулентных пламён (высота образца до 5 м) выполнен с 1973 по 1996 гг. Более поздние исследования были направлены, в основном, на изучение ламинарного пламени, образующегося при горении образцов высотой около 0.2 м. Динамика роста мощности тепловыделения определяется скоростью перемещения фронта пиролиза $x_p(t)$. Измеренные зависимости скорости распространения ламинарного пламени по поверхности термически толстого слоя соответствуют⁸ $V_p \sim x_p^n$, где n принимает значения от 0.4-0.5 (ПММА [72, 171]) до 1/3 (картон [89]). Это соответствует степенным зависимостям x_p от времени с показателями степени от 1.5 (картон) до 2.0 (ПММА). При распространении турбулентного пламени по поверхностям больших размеров имеет место значительно более быстрое (экспоненциальное) распространение с $n \approx 1$ [141]. В обоих случаях опыт экспериментального исследования распространения пламени в направлении потока воздуха показывает, что скорость распространения обусловлена распределением теплового потока по поверхности материала в зоне прогрева, протяжённость которой определяется длиной пламени. Обобщение экспериментальных данных для длины пламени у вертикальной поверхности и тепловых потоков, поступающих в материал, приводится ниже.

Высота газофазного пламени у вертикальной поверхности

При распространении зоны пиролиза вверх по вертикальной поверхности протяжённость зоны прогрева определяется длиной прилегающего пламени. Структура и динамика газофазного пламени у вертикальной стенки, на поверхности которой выделяется горючий газ, отличается от структуры и динамики естественно-конвективного пламени над горизонтальной поверхностью. В связи с этим отличаются и закономерности, связывающие высоту пламени с мощностью тепловыделения в нём.

Помимо измерений высоты пламени в экспериментах по распространению пламени, экспериментальные исследования высоты пламени в непосредственной близости от вертикальной поверхности проводились для стационарных источников горючего

⁷ Эксперименты, в которых рассматривалась более сложная конфигурация пожарной нагрузки, рассматриваются ниже.

⁸ Если $V_p \sim x_p^n$, то $x_p \sim t^{1/(1-n)}$ и $V_p \sim t^{n/(1-n)}$ при $n < 1$.

газа. В качестве стационарных источников горючего газа использовались пористые материалы, пропитанные горючей жидкостью, пластины твердого материала или газовые горелки. Газовые горелки представляют собой плоскую пористую поверхность, через которую с заданным расходом подаётся горючий газ. Поверхность горелки располагалась вертикально (в одной плоскости с поверхностью) или горизонтально (по нормали к поверхности).

При использовании стационарных источников результаты измерений высоты пристенного пламени⁹ аппроксимируются следующей зависимостью:

$$\frac{x_f}{D} = C Q^{*n}, \quad (3)$$

где D – размер источника (высота вертикальной горелки или поперечный размер горизонтальной горелки), C – эмпирическая константа, Q^* – безразмерная мощность тепловыделения, которая определяется равенством:

$$Q^* = \frac{\dot{Q}/W}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g} D^{3/2}}, \quad (4)$$

где W – ширина поверхности. Показатель степени n в равенстве (3) зависит от режима течения. Равенства (3) и (4) эквивалентны следующему соотношению для высоты пламени

$$x_f = C \left(\frac{Q'}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g}} \right)^n \frac{1}{D^{3n/2-1}}, \quad (5)$$

где $Q' = \dot{Q}/W$. Равенства (3)-(5) используются при обработке экспериментальных данных со *стационарным* источником, причём равенство (5) используется в виде зависимости

$$x_f \sim Q'^n. \quad (6)$$

В экспериментах с *распространяющимся* пламенем также используется соотношение (6), которое в этом случае (с учётом $Q' = \dot{Q}/W \approx (m'' \Delta h_c x_p W)/W \sim x_p$) принимает вид¹⁰:

$$x_f \sim x_p^n. \quad (7)$$

⁹ Высота пламени x_f отсчитывается от нижней грани источника горючего.

¹⁰ Отметим формальное отличие от равенства (5), в котором в случае распространяющегося пламени следует полагать $D = x_p$.

Имеющиеся экспериментальные данные указывают на смену значения n при переходе от ламинарного пламени к турбулентному, причём переход имеет место при $Q^* \approx 1$. Ниже приводится обзор экспериментальных результатов для стационарных источников и для распространения пламени вверх по вертикальной поверхности.

Стационарный источник. Тurbулентное пламя

При $Q^* > 1$ формируется турбулентное пламя, для которого анализ размерностей даёт $n = 2/3$. В этом случае¹¹ равенство (5) принимает вид

$$x_f = C \left(\frac{Q'}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g}} \right)^{2/3} = K Q'^{2/3}, \quad (8)$$

где $K = C (\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g})^{-2/3}$.

Для турбулентного пламени вблизи вертикальной поверхности в работе [60] (M.A. Delicatsios, 1984) для первого равенства (8) получено $C = 3.6\text{-}4.2$, причём разброс значений объясняется неоднозначностью способов измерения высоты пламени. В работах [95] (Y. Hasemi, 1984) и [96] (Y. Hasemi, 1986) показано, что зависимость $x_f/D \sim Q'^{2/3}$ выполняется при $Q^* > 1$ для прямоугольных горелок, прилегающих к вертикальной негорючей поверхности. При этом для непрерывного участка пламени $C = 2.8$, а для вершины пламени $C = 6$.

Экспериментальные данные [180] (K. Saito, J. Quintiere, F.A. Williams, 1986) и [206] (K.M. Tu, J. Quintiere, 1991) аппроксимируются вторым равенством (8) $x_f \approx K Q'^{2/3}$, где $K \approx 0.0464$ и $0.0666 \text{ м}/(\text{кВт}/\text{м})^{2/3}$, соответственно. Для высоты пристенного пламени при горении пропана над линейной пористой горелкой в экспериментах [197] (O. Sugawa, H. Satoh, Y. Oka, 1991) использовано первое равенство (8) и получено $C = 4.2$, где $5 < \dot{Q}^* < 20$. В работе [162] (J. Quintiere, M. Harkleroad, Y. Hasemi, 1986) установлено, что при горении квадратных вертикальных пластин (ПММА, ДСП, ППУ, ковровое покрытие, композитная панель, высота и ширина 28.4 см) для турбулентного пламени высотой от 0.3 до 1.4 м имеет место зависимость $x_f \sim Q'^{2/3}$, и отмечен значительный разброс значений x_f .

¹¹ Зависимость $x_f/D \sim Q'^{2/3}$ для пристенного пламени следует из анализа размерностей (см., например, [96] (Y. Hasemi, 1985), [60] (Delichatsios M.A., 1984)) и из аналитического решения для пограничного слоя с диффузионным пламенем [162] (J. Quintiere, M. Harkleroad, Y. Hasemi, 1986), [89] (M.J. Gollner, F.A. Williams, A.S. Rangwala, 2011). Для неограниченного естественно-конвективного пламени имеет место зависимость $x_f/D \sim Q'^{2/5}$.

В работе [164] (J.G. Quintiere, T.G. Cleary, 1994) показано, что при надлежащем выборе C зависимость $x_f/D = CQ^{*2/3}$ описывает результаты измерений высоты пристенного пламени для линейных, квадратных горизонтальных и квадратных вертикальных (окно) источников горючего, прилегающих к плоской поверхности. При этом значение C зависит от способа определения высоты пламени: для высоты непрерывного пламени это значение меньше, чем для высоты пульсирующих верхних фрагментов. Обработка экспериментальных данных показывает [164], что для линейных источников $C \approx 6.81$, а для квадратных горизонтальных $C \approx 2.2\text{--}3.5$ (нижнее значение – для непрерывного пламени, верхнее – для вершины).

Результаты экспериментов [58] (M. Coutin, J.M. Most, M.A. Delichatsios, M.M. Delichatsios, 2000), в которых использовалась вертикальная газовая пористая горелка (высота 0.25–1 м, ширина 0.4 м, горючие газы – метан, пропан, ацетилен), аппроксимируются первым равенством (8), где $C = 4.4$.

В работе [167] (J. Quintiere, 2006) приводится соотношение $C = 1.02/\left(Y_{O_2,\infty}(1-f_r)^{1/3}\right)$, полученное при обработке экспериментальных данных [35]. Для горения в воздухе ($Y_{O_2,\infty} = 0.233$) и при $f_r = 0.25$ это соотношение даёт $C = 4.82$.

В обзоре [98] (Y. Hasemi, 2016) отмечено, что опубликованные экспериментальные данные соответствуют интервалу $4.65 < C < 7$.

Стационарный источник. Ламинарное пламя

Уже в работе [95] (Y. Hasemi, 1984) было обнаружено, что при $Q^* < 1$ показатель степени в зависимости $x_f/D = CQ^{*n}$ увеличивается (по сравнению с 2/3) до 0.8 (при этом $C = 6$), когда пламя становится ламинарным. Данная закономерность подтверждается и другими экспериментальными исследованиями, среди которых следует отметить работу [202] (K.C. Tsai, D. Drysdale, 2002), в которой рассмотрены два вида источников: вертикальные пластины ПММА (высота от 2.5 до 25 см, ширина 4, 8 и 12 см, толщина 6 мм) при разных способах заделки нижнего торца и его примыкания к горизонтальной или вертикальной поверхности (Рис. 15, а), а также вертикальные пористые горелки (Рис. 15, б). В зависимости от высоты пластины ПММА, наблюдалось ламинарное, переходное или турбулентное пламя, причём значения \dot{Q}' не превышало 25 кВт/м. В экспериментах с вертикальными газовыми горелками значения \dot{Q}' достигали

200 кВт/м. Для каждой из рассмотренных конфигураций было показано, что выполняется соотношение $x_f \sim Q'^n$, где $n \approx 1$ (от 0.98 до 1.25) при $\dot{Q}' < 20$ кВт/м и $n \approx 2/3$ при $\dot{Q}' > 20$ кВт/м (см. Рис. 15, в).

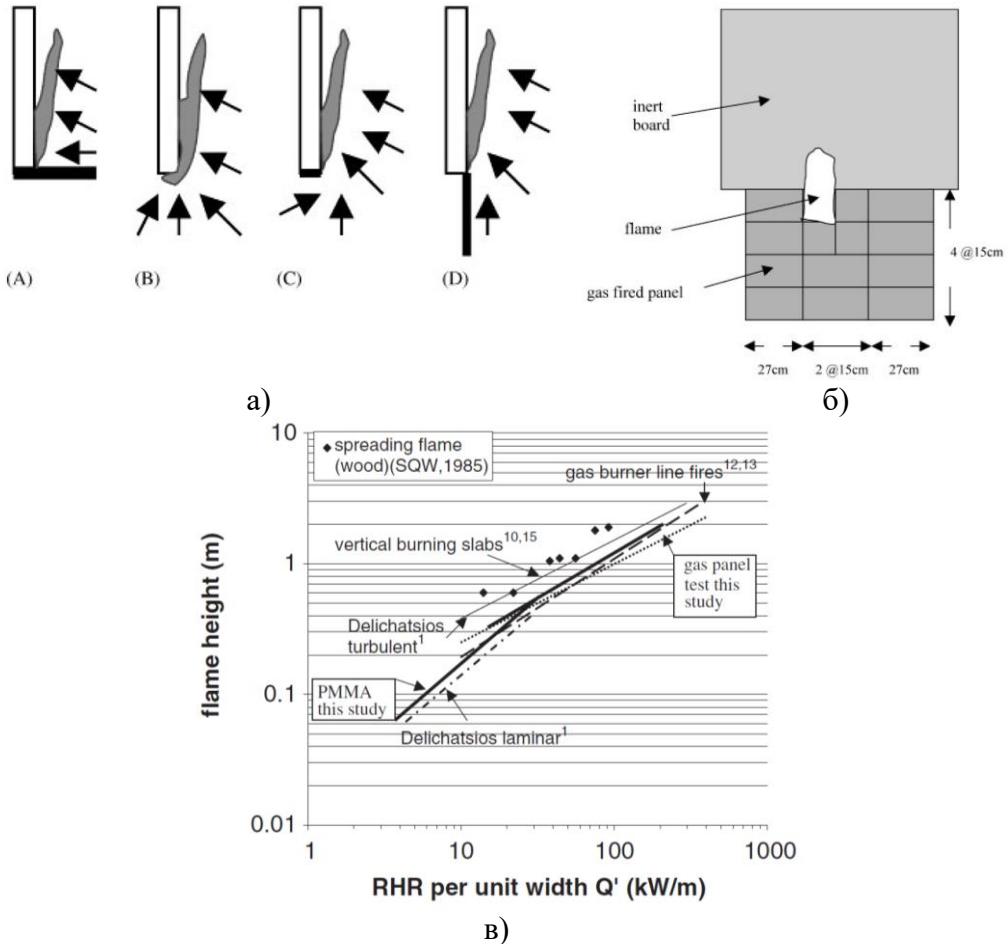


Рис. 15. Геометрические конфигурации источников горючего газа (а) – пластины ПММА; б) – вертикальные газовые горелки) и результаты измерений высоты пламени в работе [202] (K.C. Tsai, D. Drysdale, 2002)

Теоретическое обоснование зависимости $x_f \sim x_p$ ($n = 1$ в соотношениях (6) и (7)) для пламени в ламинарном пограничном слое приводится в работе [40] (V.B. Apte, R.W. Bilger, A.R. Green, J.G. Quintiere, 1991). В то же время, анализ ламинарного диффузионного пламени в естественно-конвективном восходящем потоке у вертикальной поверхности, выполненный в работах [63] (M. Delichatsios, M. Delichatsios, 1992) и [89] (M.J. Gollner, F.A. Williams, A.S. Rangwala, 2011), приводит к более сильной зависимости $x_f \sim Q'^{4/3} \sim x_p^{4/3}$ ($n = 4/3$).

Нестационарное распространение пламени

Как показано выше, для стационарных источников значения показателя n в соотношениях (6) и (7) примерно равны 2/3 и 1 для турбулентного и ламинарного пламени соответственно. Нестационарное распространение турбулентного и ламинарного пламени вверх по вертикальным поверхностям рассмотрено, например, в работах [150] и [72].

В экспериментах [150] (L. Orloff, J. de Ris, G.H. Markstein, 1975), где рассмотрено распространение *турбулентного* пламени вверх по вертикальной пластине ПММА (высота 1.57 м, ширина 0.41 м, толщина 0.045 м) для высоты пламени в установившемся режиме получено $x_f = 5.346x_p^{0.781}$ ($n = 0.781$).

В работе [199] (A. Tewarson, S.D. Ogden, 1992) по результатам экспериментов по распространению пламени вверх по пластине ПММА (высота 30-61 см, ширина 10 см, толщина 2.5 см) получено $x_f = 8.43x_p^{0.7}$, т.е. $n = 0.7$.

Зависимости $x_p \sim t^{1.7}$ и $x_f \sim t^{1.07}$, измеренные в работе [72] (A.C. Fernandez-Pello, 1977) для распространения *ламинарного* пламени по поверхности вертикальных пластин ПММА (высота 0.2 м, ширина 0.1 м, толщина 0.038 м) показывают, что $x_f \sim x_p^{0.63}$ ($n = 0.63$).

Измерения зависимости высоты пламени и мощности тепловыделения от времени, выполненные в работе [89] (M.J. Gollner, F.A. Williams, A.S. Rangwala, 2011) при распространении ламинарного пламени вверх по вертикальной поверхности гофрированного картона, показали, что значение n находится в интервале 1.0-1.3 (для средней высоты пламени) и 0.8-1.0 (для максимальной высоты пламени).

Тепловой поток от пламени

Обобщение результатов измерений теплового потока на поверхности.

Динамика распространения пламени определяется величиной и пространственным распределением теплового потока по поверхности горючего материала. Измерения теплового потока от пламени для разных горючих материалов и разных размеров зоны пиролиза показали, что распределения теплового потока¹² по поверхности харак-

¹² Если не оговорено особо, то под тепловым потоком на поверхности понимается поток q_g'' , полученный охлаждаемым измерительным элементом (gauge), температура поверхности которого T_g равна стандартной (298 К). Принимая во внимание, что $q_g'' = q_c'' + \varepsilon q_r'' - \varepsilon \sigma T_g^4$, где $q_c'' = \alpha(T_f - T_g)$,

теризуются (несмотря на разброс экспериментальных данных) универсальной зависимостью от безразмерной координаты x/x_f , где x_f – координата вершины газофазного пламени (Рис. 16).

Как отмечено в [166] (J. Quintiere, 2002), для турбулентных пламён с $x_f < 1.4$ м тепловой поток в зоне прогрева q''_0 примерно равен 25 кВт/м^2 и слабо зависит от вида горючего материала. В то же время, в случаях как малых ламинарных¹³, так и больших турбулентных пламён тепловой поток значительно больше.

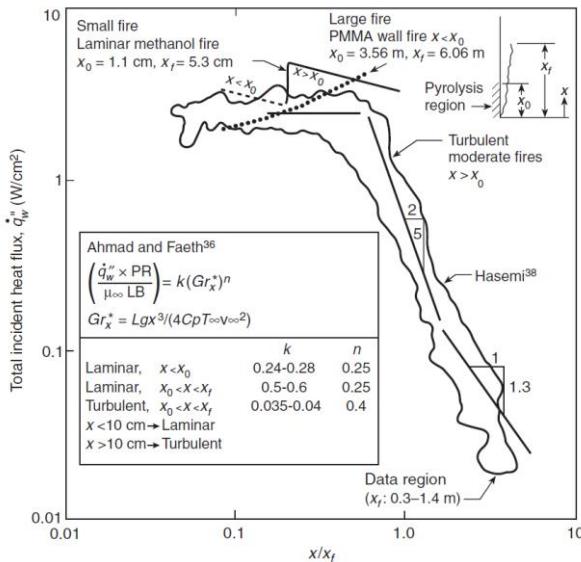


Рис. 16. Тепловой поток на вертикальной поверхности $q''(x/x_f)$ для ламинарных и турбулентных пламён [166] (J. Quintiere, 2002)

Результаты измерений теплового потока на вертикальной поверхности обобщены в обзоре [123] (B. Lattimer, 2016), где отмечено, что большинство исследований выполнено для пламен с тепловой мощностью до 100 кВт . Эти данные представлены на Рис. 17, где сплошная и пунктирная линии соответствуют соотношениям (9) и (10):

$$\frac{q''}{q''_0} = \begin{cases} 1 & , x/x_f \leq 0.5 \\ 0.177(x/x_f)^{-5/2} & , x/x_f > 0.5 \end{cases}, q''_0 = 25 \text{ кВт/м}^2, \quad (9)$$

можно показать, что если принять $\varepsilon = \varepsilon_g$ и $\alpha = \alpha_g$, то результирующий тепловой поток $q''_{net} = q''_c + \varepsilon q'' - \varepsilon \sigma T_w^4$ (где $q''_c = \alpha(T_f - T_w)$), полученный слоем материала в результате конвективного илучистого теплообмена с пламенем, составляет $q''_{net} = q''_g - \alpha(T_w - T_g) - \varepsilon \sigma (T_w^4 - T_g^4)$. Отметим, что собственное излучение $\varepsilon \sigma T_g^4$ поверхности при температуре $T_g = 298 \text{ К}$ существенно меньше теплового потока $q''_{inc} = q''_c + \varepsilon q''_r$, падающего на поверхность. Поэтому можно приблизённо считать, что $q''_g \approx q''_{inc}$.

¹³ См., например, распределения тепловых потоков при распространении ламинарного пламени вниз по вертикальной поверхности на Рис. 5.

$$\frac{q''}{q_0''} = \begin{cases} 1 & , x/x_f \leq 0.7 \\ 0.41(x/x_f)^{-5/2} & , x/x_f > 0.7 \end{cases}, q_0'' = 30 \text{ кВт/м}^2, \quad (10)$$

а для высоты пламени используется эмпирическая корреляция $x_f = 0.052Q'^{2/3}$.

Большая часть измерений, представленных на Рис. 17, показывает, что максимальное значение теплового потока находится в диапазоне $q_0'' = 25\text{-}30 \text{ кВт/м}^2$. В то же время, в некоторых случаях зарегистрированы более высокие значения тепловых потоков ($q_0'' = 40\text{-}50 \text{ кВт/м}^2$), которые также наблюдались в экспериментах с газовыми горелками.

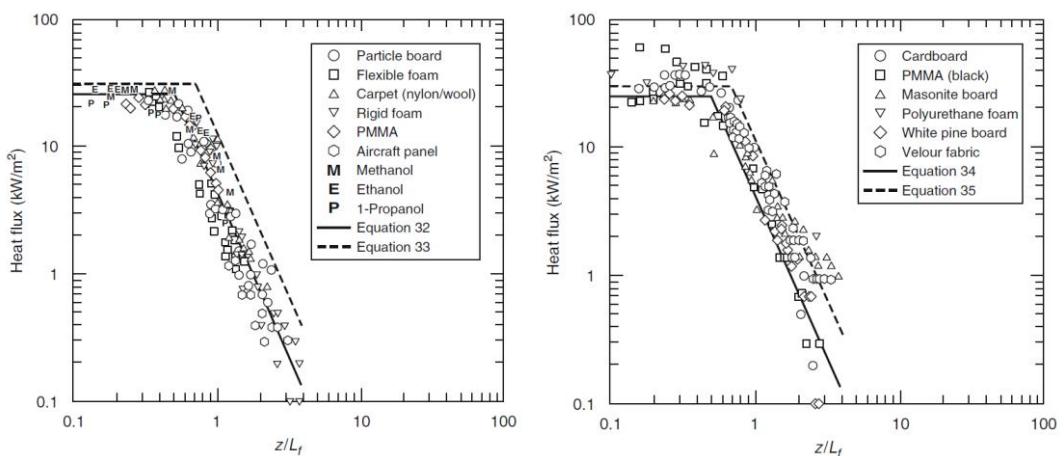


Рис. 17. Тепловой поток на вертикальной поверхности твердого материала в зависимости от высоты пламени [123] (B. Lattimer, 2016). Левый и правый графики отличаются материалами. Сплошная линия соответствует равенству (9), пунктирная – равенству (10)

Одной из причин значительного разброса данных для зависимости $q''(x/x_f)$ является различие методов и погрешность определения высоты пламени. Методы определения высоты пламени включают визуальную оценку, задание предельных тепловых потоков или предельных температур, обработку видеоизображений. В работе [56] (Consalvi J.L., Pizzo Y., Porterie B., Torero J.L., 2007) отмечено, что неопределенность высоты пламени может вызвать 50% разброс значений $q''(x/x_f)$ и рекомендовано определять высоту пламени по предельному значению теплового потока 10 кВт/м². В работе [128] (I.T. Leventon, K.T. Korver, S.I. Stolarov, 2017) в качестве критерия для определения высоты пламени принято 97.5% от максимального падающего потока и сделана попытка сформулировать универсальную зависимость $q''(x/x_f)$ по данным о скорости убыли массы образца.

Соотношение между конвективным и лучистым потоками

Для учета тепловой обратной связи между газофазным пламенем и пиролизом горючего материала при тепловом механизме распространения пламени важно знать соотношение между конвективным q''_c и лучистым (радиационным) q''_r потоками, поступающими в слой материала. Радиационный поток, полученный слоем, определяется равенством $q''_r = \varepsilon q''_{r,inc} - \varepsilon\sigma T_w^4$, где $q''_{r,inc}$ – радиационный поток, падающий на поверхность, $\varepsilon\sigma T_w^4$ – собственное излучение поверхности. Отметим, что полный *падающий* тепловой поток равен $q''_{inc} = q''_c + q''_{r,inc} = q''_c + \varepsilon q''_{r,inc} + (1-\varepsilon)q''_{r,inc} = q''_{net} + \varepsilon\sigma T_w^4 + (1-\varepsilon)q''_{r,inc}$ $\approx q''_{net} + \varepsilon\sigma T_w^4$ и отличается от результирующего потока на величину лучистого потока $\varepsilon\sigma T_w^4 + (1-\varepsilon)q''_{r,inc}$, уходящего с поверхности (при $\varepsilon \approx 1$ – на величину собственного излучения поверхности $\varepsilon\sigma T_w^4$). Равенство $q''_{inc} = q''_{net} + \varepsilon\sigma T_w^4$ часто используется при интерпретации результатов измерений.

Измерения полного теплового потока приводятся в большом количестве экспериментальных работ, обзор которых содержится, например, в [123] (B. Lattimer, 2016) и [185] (A.V. Singh, M.J. Gollner, 2015). В то же время, число исследований, в которых анализируется вклад конвективного и радиационных потоков по-отдельности, невелико.

В экспериментах [44] (P.A. Beaulieu, N.A. Dembsey, 2008) зона пиролиза представлена квадратными образцами (высота и ширина 10.2 см) термопластиков (ПММА, ПОМ, толщина 25 мм) или пористой газовой горелкой (пропилен). Результаты измерений и анализ теплового баланса показал, что в зоне пиролиза для рассмотренных горючих материалов доля конвективного теплового потока при горении в воздухе составляет 68% (ПММА), 95% (ПОМ), 74% (пропилен) от *падающего* теплового потока. При повышенной концентрации кислорода (мольная доля 40%) увеличивается вклад излучения, и доля конвективного потока снижается до 51% (ПММА), 88% (ПОМ) и 61% (пропилен). Отметим, что по данным [44] измеренное значение *падающего* теплового потока на поверхности ПММА составляет 33 кВт/м² при горении в воздухе и увеличивается до 58 кВт/м² при увеличении мольной доли кислорода до 0.4.

В работе [185] (A.V. Singh, M.J. Gollner, 2015) также рассмотрено ламинарное пламя, образующееся при горении квадратных образцов (высота и ширина 8 см), представляющих либо пористый материал, пропитанный горючей жидкостью, либо пластину ПММА (Рис. 18). При этом выполнены измерения температурных градиентов в газе у поверхности образцов на вертикальной оси. Кроме того, по скорости смещения

поверхности ПММА определены локальные скорости выгорания в тех точках, в которых измерены температурные градиенты.

Результаты показали, что при горении жидкого топлива полный *падающий* тепловой поток $q''_{inc} = q''_c + \varepsilon q''_{r,inc} = q''_{net} + \varepsilon \sigma T_w^4$, осреднённый по высоте образца, составил 22 и 20 кВт/м² для метанола и этанола, причём конвективный поток соответствовал 86 и 85% соответственно. При этом тепловые потоки изменяются по высоте образца пропорционально $x^{-1/4}$, что согласуется с теорией ламинарного естественно-конвективного пограничного слоя (см. приложение П2). Для ПММА полный *падающий* тепловой поток оставил 27 кВт/м², доля конвективного потока – 85%. При этом *результатирующий* тепловой поток $q''_{net} = q''_{inc} - \varepsilon \sigma T_w^4$ составил 16 кВт/м², что указывает на существенную роль собственного излучения в тепловом балансе на поверхности. Распределения всех компонентов теплового баланса на вертикальной оси поверхности образца показаны на Рис. 18.

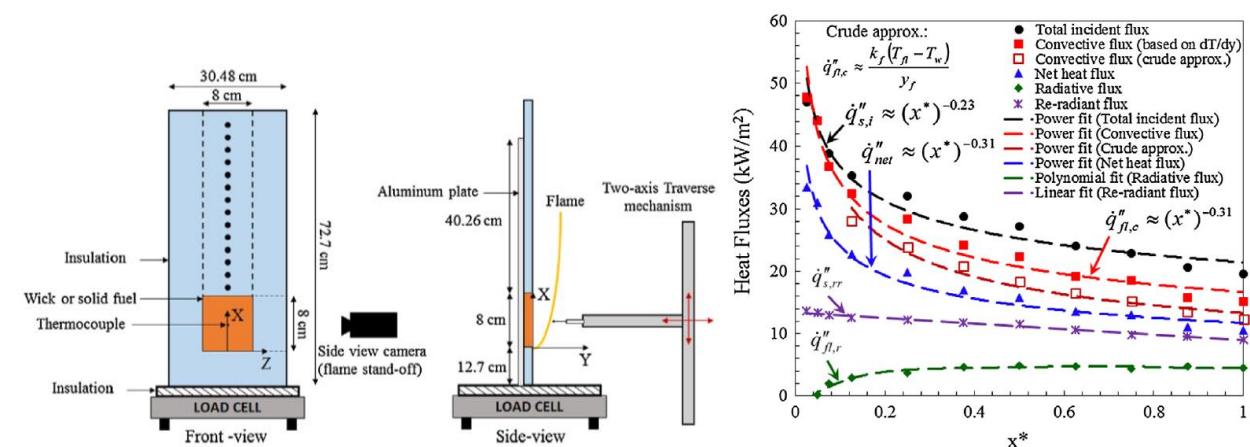


Рис. 18. Экспериментальная установка и результаты измерений тепловых потоков в работе [185] (A.V. Singh, M.J. Gollner, 2015)

В экспериментах [35] (T. Ahmad, G.M. Faeth, 1979) ламинарные и турбулентные пламёна создавались вертикальным плоским источником испаряющегося горючего (метанол, этанол, пропанол) высотой от 5.1 до 30 см. При этом доля конвективного теплового потока на поверхности материала составляет не менее 80%. Такой же вывод сделан в работе [128] (I.T. Leventon, K.T. Korver, S.I. Stoliarov, 2017) для пламени, высота которого не превышает 15 см.

Развитое турбулентное пламя формировалось в экспериментах [150] (L. Orloff, J. De Ris, G.H. Markstein, 1975) и [151] (L. Orloff, A.T. Modak, R.L. Alpert, 1977). Оценки, сделанные по результатам измерений в работе [150] (высота пластины ПММА 1.57 м) показывают, что доля конвективного потока составляет:

32% на высоте 0.38 м (суммарный падающий поток 20 кВт/м²) и
20% на высоте 1.52 м (суммарный падающий поток 27 кВт/м²),

что указывает на преобладание радиационного потока. При этом имеет место постепенное уменьшение абсолютного значения конвективного теплового потока с высотой (с 6.5 до 5.5 кВт/м²).

По данным экспериментов с пластиинами ПММА высотой 3.56 м [151] (L. Orloff, A.T. Modak, R.L. Alpert, 1977) доля конвективного потока составляет 28% на высоте 0.51 м и снижается до 13% на высоте 3.56 м.

В экспериментах [40] (V.B. Apté, R.W. Bilger, A.R. Green, J.G. Quintiere, 1991) по распространению турбулентного пламени по поверхности горизонтальных пластин длиной 2.4 м в условиях вынужденной конвекции доля конвективного потока в результирующем тепловом потоке изменялась от 50-60% в начале процесса и снижалась до нескольких процентов при полном охвате пластины пламенем.

Таким образом, соотношение конвективного и радиационного потоков определяется размером пламени. Общая тенденция заключается в том, что, если размер зоны пиролиза не превышает 0.2-0.3 м и пламя остаётся ламинарным, то преобладает конвективный поток. При достаточно больших размерах зоны пиролиза, обеспечивающих формирование развитого турбулентного пламени, в тепловом потоке на поверхности доминирует радиационный поток.

Отметим отличия в структуре ламинарного и турбулентного пламени вблизи вертикальной поверхности. В ламинарном пламени максимальный тепловой поток достигается в окрестности нижней кромки пламени. Как тепловой поток на поверхности (в котором преобладает конвективный поток), так и скорость выгорания *снижаются* с высотой из-за удаления пламени от поверхности. Напротив, в крупномасштабном турбулентном пламени тепловой поток (основной вклад в который вносит излучение) и скорость выгорания *увеличиваются* с высотой в связи с увеличением поперечного размера и оптической плотности пламени.

Ширина образца и наличие боковых стенок

Ширина образцов горючего материала оказывает существенное влияние на динамику распространения пламени по поверхности. Это связано с тем, что при достаточно малой ширине образца боковое вовлечение воздуха изменяет структуру пламени и делает её трёхмерной. В свою очередь, влияние ширины образца оказывается разным для ламинарных и турбулентных пламён, формирующихся при горении образцов разной высоты.

В экспериментах [156] (Pizzo et al. 2008) рассмотрено установившееся горение вертикальных пластин ПММА высотой 30 см и шириной от $W = 2.5$ до $W = 20$ см (толщина 3 см). Эксперименты показали, что в установившемся режиме скорость выгорания на вертикальной оси не зависит от ширины пластины, если ширина составляет 5 см и более. При меньшей ширине пластины скорость выгорания снижается. Последующие эксперименты [157] (Pizzo et al., 2009) по распространению пламени по вертикальным пластинам ПММА шириной от 2.5 до 20 см (высота 0.4 м, толщина 3 см) показали, что скорость распространения фронта пиролиза, мощность тепловыделения, отнесённая к ширине пластины ($Q' = \dot{Q}/W$), а также высота газофазного пламени не зависят от ширины пластины при $W \geq 10$ см. В этом случае газофазное пламя остаётся ламинарным. При меньшей ширине пластины (при $W = 5$ и 2.5 см) по мере расширения зоны пиролиза в газофазном пламени происходит ламинарно-турбулентный переход, причём соответствующее переходу значение Q' снижается при уменьшении W . Скорость распространения фронта пиролиза снижается, а высота газофазного пламени увеличивается при уменьшении ширины пластины, если $W < 10$ см.

Влияние ширины образца на распространение турбулентного пламени вверх по вертикальным пластинам ПММА высотой 1 м экспериментально исследовано в работах [204] (K.C. Tsai et al. 2005) и [205] (K.C. Tsai, 2011). Эксперименты [204] показали, что скорость распространения пламени растёт при увеличении W , если $W < 30$ см и не зависит от W , если $W > 30$ см. При этом тепловой поток на поверхности и высота газофазного пламени слабо зависят от высоты.

В работе [100] (K.L. Honda, P.D. Ronney, 2000) показано, что ширина пластины горючего материала определяет вклад потери тепла и импульса в поперечном направлении и лучистых теплопотерь с поверхности пластины. Значительная роль этих факторов приводит к стабилизации скорости распространения пламени на стационарном уровне. При этом потери тепла и импульса в поперечном направлении оказываются значительными при малой ширине пластины, а лучистые теплопотери на поверхности – при большой. Критериальный анализ, выполненный в работе [100], показывает, что $V_p \sim W^3$ при малых W и $V_p \sim W^0$ при больших W . Экспериментальная зависимость стационарной скорости распространения пламени от ширины пластины (Рис. 19) отличается от теоретической, но также указывает на смену режимов стабилизации скорости распространения при изменении ширины образца.

Ширина образца влияет на форму фронта пиролиза. Наиболее часто в экспериментах формируется параболический фронт, а скорость распространения максимальна

на оси (см. Рис. 20, а, б). Наличие боковых стенок приводит к опрокидыванию параболы и формированию V-образного фронта [205] (Рис. 20, б) из-за бокового захвата воздуха (вблизи боковых стенок высота пламени увеличивается, а тепловые потери уменьшаются). В экспериментах наблюдалась зона пиролиза в форме «шейки» (Рис. 20, в).

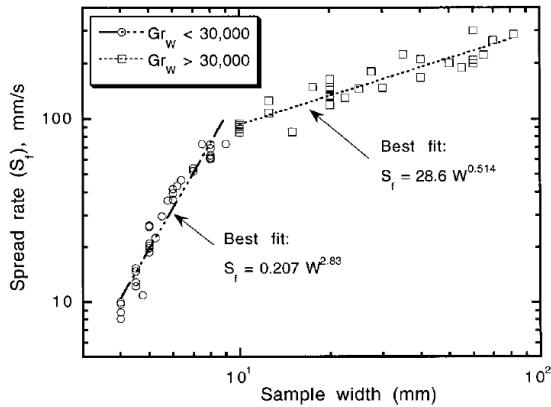


Рис. 19. Зависимость скорости распространения пламени вверх по вертикальной поверхности материала от ширины термически тонкого образца [100] (K.L. Honda, P.D. Ronney, 2000)

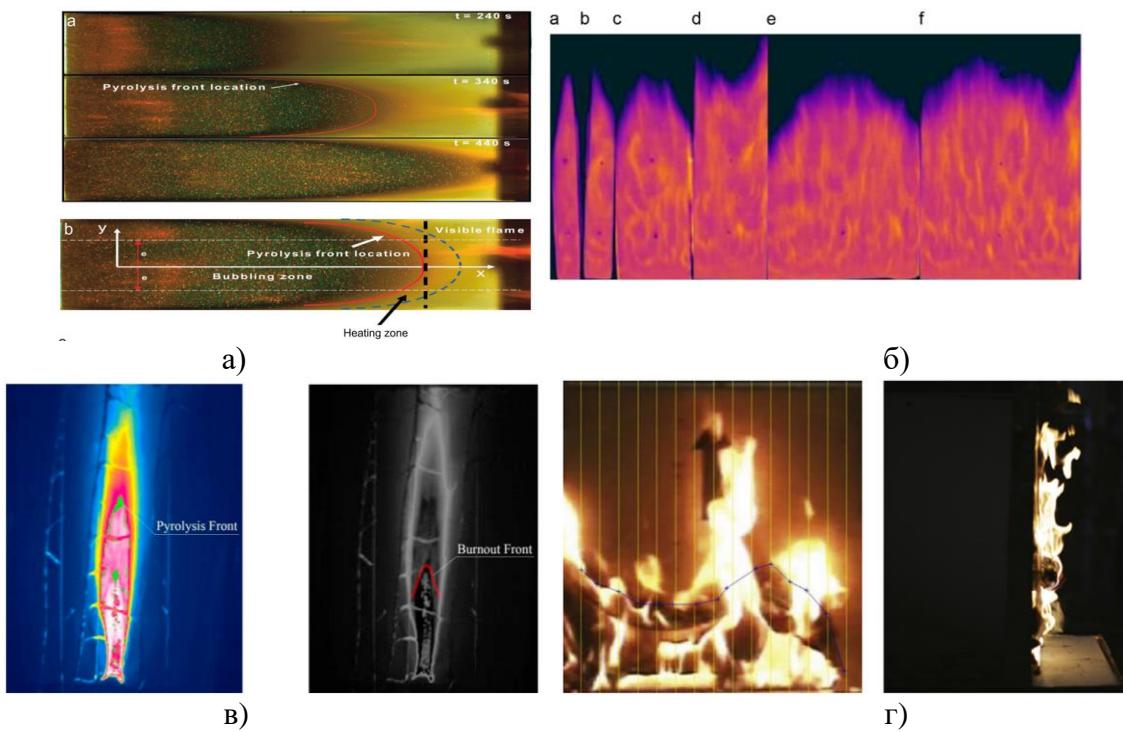


Рис. 20. Форма фронта пиролиза при распространении пламени вверх по вертикальной поверхности горючего материала: а) – пластина ПММА (высота 0.3 м, ламинарное пламя [157] (Y. Pizzo et al., 2009)); б) – пластина ПММА (высота 1 м, турбулентное пламя [205] (K.C. Tsai, 2011): а, с, е – без боковых стенок, б, д, ф – с боковыми стенками, ширина образца увеличивается слева направо); в) – лист бумаги [85] (Y.J. Gao et al., 2018); г) – картон [89] (M.J. Gollner et al., 2013)

Можно заключить, что наблюдаемая в экспериментах граница фронта пиролиза сильно искривлена, а форма фронта зависит от размеров образца, наличия боковых стенок и режима течения.

1.3. Аналитическая теория

1.3.1. Распространение пламени навстречу газовому потоку

Аналитическое решение уравнения теплопроводности в слое

Одной из первых аналитических моделей распространения пламени по поверхности конденсированного горючего можно считать работу [198] (C.S. Tarifa, A.M. Torralbo, 1967). Несмотря на то, что в данной работе окружающий воздух считается неподвижным, этот сценарий целесообразно рассматривать как предельный случай распространения пламени навстречу внешнему потоку. Моделирование заключается в построении аналитического решения для стационарного поля температуры в полубесконечном слое (в системе координат фронта, движущегося с постоянной скоростью) при заданном распределении теплового потока на плоской поверхности. При этом положение фронта на поверхности соответствует изотерме с температурой воспламенения. В тепловом балансе зоны прогрева учитываются только радиационный тепловой поток из пламени и теплопроводность в термически толстом слое материала. Данный подход, в котором роль теплообмена в газе сводится к заданию теплового потока на поверхности, позже использовался в работе [183] (M. Sibulkin et al., 1976). Однако модель [198] не получила широкого распространения, так как не все используемые допущения подтверждаются экспериментами, а применяемый метод не позволяет получить компактные аналитические формулы для скорости распространения пламени.

Более успешной попыткой построения непротиворечивой аналитической теории стационарного распространения пламени навстречу потоку воздуха стала работа [177] (J. de Ris, 1969), которая оказала существенное влияние на современное понимание данного явления. В работе [177] рассмотрена теплопроводность в слое материала (термически тонком с теплоизоляцией или полубесконечном) в направлении движения фронта и показано, что скорость фронта является собственным числом соответствующей краевой задачи. Течение в газовой фазе рассмотрено в предположении постоянной

скорости V_g вдоль поверхности при наличии вдува в зоне пиролиза (который учитывается с помощью множителя $\ln(1 + B_T)/B_T$, где B_T – число теплопереноса, модифицированное с учётом наличия диффузионного пламени). Диффузионное газофазное пламя рассмотрено в пределе бесконечной скорости реакции окисления летучих. В модели [177] предполагалось, что температура поверхности в зоне пиролиза известна (и равна T_{ign}), что позволило получить полезные соотношения для скорости распространения пламени по термически тонкому и термически толстому слою горючего материала:

$$V_p = \sqrt{2} \frac{1}{\delta} \frac{\lambda}{c_s \rho_s} \frac{T_f - T_{ign}}{T_{ign} - T_0}, \quad (11)$$

$$V_p = \frac{\lambda c_p \rho}{\lambda_s \rho_s c_s} \left(\frac{T_f - T_{ign}}{T_{ign} - T_0} \right)^2 V_g, \quad (12)$$

аналогичные приведённым ниже равенствам (17) и (19).

Равенства (11) и (12) широко используются при обработке и интерпретации экспериментальных данных и результатов численных расчётов. Отметим, что численный коэффициент $\sqrt{2}$ в равенстве (11) был заменён на 0.8 в работе [210] (I.S. Wichman, F.A. Williams, 1983) и на $\pi/4$ в работе [61] (M.A. Delichatsios, 1986). С учётом приближений, сделанных при выводе равенства (11), указанный коэффициент можно принять равным единице, как это сделано ниже в равенстве (17).

Допущение о заданной температуре в зоне пиролиза подвергалось жёсткой критике в ряде работ и, в частности, в обзоре [186] (W.A. Sirignano, 1972), где было отмечено, что температура поверхности в зоне пиролиза не является независимым свойством горючего материала, так как определяется свойствами материала, тепло- и массопереносом и химическими реакциями. В свою очередь, в [186] была предложена модель стационарного распространения пламени, в которой необходимость задания температуры поверхности в зоне пиролиза снимается, поскольку скорость газификации горючего материала задаётся в виде аррениусовой зависимости от температуры поверхности. Не используя концепцию температуры воспламенения, данный подход вводит новые допущения о кинетике разложения материала, что не позволяет получить простые аналитические выражения для искомых величин. Напротив, критикуемая в [186] концепция температуры воспламенения оказалась очень востребованной и легла в основу тепловой теории воспламенения и распространения пламени.

В отличие от модели J. de Ris [177], в которой приближённо рассмотрен сопряжённый теплообмен на поверхности слоя, в работе [183] (M. Sibulkin et al., 1976) рассматривается теплопроводность в слое горючего материала, а воздействие газовой фазы сведено к заданию распределения теплового потока на поверхности слоя. Наиболее важное значение имеет тепловой поток в зоне прогрева (перед зоной пиролиза), где принимается экспоненциальное снижение теплового потока по мере удаления от фронта пиролиза. Аналитическое решение двумерного стационарного уравнения теплопроводности в слое (в системе координат, движущейся со скоростью распространения пламени) включает скорость распространения пламени в качестве параметра. Задание температуры воспламенения приводит к аналитическим выражениям для скорости распространения. Отметим, что аналитические решения получены для разных форм слоя: полубесконечного, конечного, а также в форме цилиндрического стержня¹⁴. При этом учитывается перенос тепла *как по нормали к поверхности, так и вдоль неё*, что приводит к необходимости аналитического решения двумерного уравнения теплопроводности и не позволяет получить компактные выражения для скорости распространения пламени. Данный подход также применяется в работе [184] (M. Sibulkin, J. Kim, 1977) для описания сонаправленного с потоком воздуха распространения пламени.

В работах [159] (J. Quintiere, 1981) и [160] (J. Quintiere, M. Harkleroad, D. Walton, 1983) рассматривается распространение пламени по поверхности полубесконечного слоя и для определения температуры поверхности используется аналитическое решение одномерного уравнения теплопроводности. При этом в граничном условии на поверхности учитывается неравномерно распределённый внешний тепловой поток q''_{ext} и конвективный теплообмен $\alpha(T - T_0)$. Отметим, что данный метод существенно отличается от использованного ранее в работе [183] (M. Sibulkin et al., 1976) как размерностью уравнения теплопроводности (учитывается только теплоперенос по нормали к поверхности¹⁵), так и записью граничного условия на поверхности, в котором выделяется «конвективная» составляющая $\alpha(T - T_0)$, зависящая от температуры поверхности. Аналитическое решение уравнения теплопроводности в полубесконечном слое приводит к интегральным соотношениям для нестационарных распределений температуры

¹⁴ Применение данного подхода для описания распространения пламени в направлении потока воздуха обсуждается ниже в разделе 1.3.2.

¹⁵ Напомним, что в отличие от ранее существовавшей точки зрения о важной роли продольной теплопередачи в слое материала, позднее было установлено, что основным механизмом теплопередачи в зону прогрева является теплопроводность из пламени.

по поверхности. Изотерма, соответствующая температуре воспламенения T_{ign} , характеризует границу зоны пиролиза. Величина $\lambda_s c_s \rho_s / \alpha^2$ характеризует время, необходимое для установления равновесной температуры $T_{eq} = T_0 + q''_{ext} / \alpha$ на поверхности при действии внешнего теплового потока q''_{ext} и при наличии конвективных теплопотерь, а Δ/V_p – время пребывания вещества в зоне прогрева. Для $(\Delta/V_p) / (\lambda_s c_s \rho_s / \alpha^2) \ll 1$ на больших временах (достаточных для достижения равновесной температуры на поверхности до начала нагрева тепловым потоком из пламени) получено следующее приближённое выражение для скорости перемещения границы (формула (6) в работе [159]; равенство (7) в [160]):

$$V_p = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda^2 / \Delta}{\lambda_s c_s \rho_s} \left(\frac{q''_f \Delta / \lambda}{T_{ign} - (T_0 + q''_{ext} / \alpha)} \right)^2, \quad (13)$$

где q''_f – тепловой поток из пламени, поступающий в зону прогрева, протяжённость которой равна Δ . Равенство (13), в свою очередь, аналогично равенствам (12) и (19) тепловой теории при $q''_f = \lambda(T_f - T_{ign}) / \Delta$, $\Delta = a/V_g$ и с учётом замены начальной температуры T_0 на равновесное значение¹⁶ $T_{eq} = T_0 + q''_{ext} / \alpha$. Равенство (13) можно записать в виде

$$V_p = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda^2 / \Delta}{\lambda_s c_s \rho_s} \left(\frac{\alpha q''_f \Delta / \lambda}{q''_{ext,cr} - q''_{ext}} \right)^2, \quad (14)$$

который показывает, что если $q''_{ext} \geq q''_{ext,cr} = \alpha(T_{ign} - T_0)$, то поверхность воспламеняется только под действием внешнего потока, что формально соответствует бесконечной скорости распространения пламени. В этом случае над всей поверхностью формируется горючая смесь летучих и воздуха, и распространение пламени контролируется не последовательным нагревом участков поверхности образца, а движением волн горения в предварительно перемешанной смеси.

В работе [160] использовано допущение о том, что пламя прогревает приповерхностный слой твёрдого материала (а не всю его толщину), причём толщина прогретого

¹⁶ При надлежащем определении длины зоны прогрева Δ и теплового потока q''_f равенство (13) выполняется и для распространения пламени в направлении ветра [163] (см. раздел [1.3.2](#) в данной работе).

слоя составляет $\delta_T \approx \sqrt{a_s t}$, а длительность прогрева оценивается как $t \approx \Delta/V_p$ (это эквивалентно тому, что в равенстве (13) отсутствует множитель $4/\pi$). Данный шаг¹⁷ завершает построение приближённой тепловой модели, описание которой приводится ниже для термически тонкого и термически толстого слоя горючего материала.

Баланс тепла в зоне прогрева. Термически тонкий слой

Структура фронта включает газовое пламя, зону пиролиза горючего материала и зону прогрева (Рис. 21). В основе тепловой теории лежит предположение о том, что реакция в пламени протекает до конца (бесконечная скорость реакции). Под скоростью распространения пламени по поверхности горючего материала понимается скорость перемещения границы зоны пиролиза (фронта пиролиза).

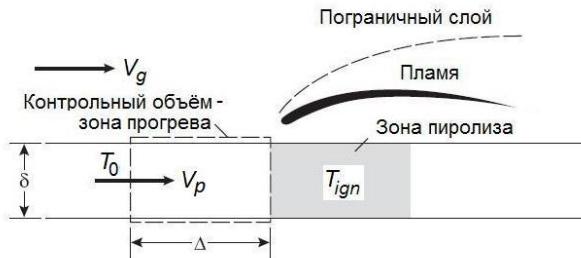


Рис. 21. Модель распространения пламени навстречу ветру [166]

Пиролиз начинается и далее протекает при температуре T_{ign} . Скорость распространения пламени определяется из баланса тепла в зоне прогрева. Поскольку результирующий тепловой поток q''_{net} расходуется на нагрев материала от T_0 до T_{ign} , баланс тепла в системе координат, связанной с фронтом (исходное вещество движется со скоростью V_p), имеет вид:

$$\underbrace{q''_{net}\Delta}_{\substack{\text{Тепловой поток} \\ \text{от пламени}}} = \underbrace{V_p c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)\delta}_{\substack{\text{Расходуется на нагрев} \\ \text{материала}}} \quad (15)$$

Равенство (15), которое выполняется во всех режимах, является формулировкой фундаментального уравнения распространения пламени (1) [212, 166]. Построение теории для каждого конкретного режима сводится к определению q''_{net} , Δ и δ . Скорость распространения пламени можно представить как отношение, $V_p = \Delta/\tau_{ign}$, где

¹⁷ Прямое экспериментальное подтверждение данного допущения при горении пластин ПММА получено в работе [108] (A. Ito, T. Kashiwagi, 1988).

$\tau_{ign} = c_s \rho_s (T_{ign} - T_0) / q''_{net}$ – длительность прогрева слоя до температуры воспламенения.

Допущения для рассматриваемого режима заключаются в том, что 1) основной механизм теплопередачи от газового пламени к исходному материалу – теплопроводность в газе¹⁸, и 2) тепловой поток q''_{net} равномерно распределён в зоне прогрева Δ . Тогда:

$$q''_{net} \approx \lambda \frac{T_f - T_{ref}}{\Delta}, \quad (16)$$

где λ – коэффициент теплопроводности газа, T_f – температура пламени, и T_{ref} – характерная температура в зоне прогрева ($T_0 \leq T_{ref} \leq T_{ign}$).

Если нижняя поверхность теплоизолирована, то в термически тонком слое устанавливается равномерное распределение температуры поперёк всего слоя, а величина δ характеризует толщину слоя материала.

Подстановка соотношения (15) в равенство (16) приводит к выражению для скорости перемещения фронта:

$$V_p = \frac{1}{\delta} \frac{\lambda}{c_s \rho_s} \frac{T_f - T_{ref}}{T_{ign} - T_0}, \quad (17)$$

аналогичному (11), если положить $T_{ref} = T_{ign}$.

В качестве оценки температуры пламени используется равенство [168], [28]:

$$T_f \approx T_{ign} + \frac{Y_{fuel,0} \Delta h_c}{c_P} = T_{ign} + \frac{Y_{O_2,0} \Delta h_{c,O_2}}{c_P}, \quad (18)$$

где c_P – изобарная теплоёмкость газа, $\Delta h_{c,O_2}$ – теплота сгорания в расчёте на 1 кг израсходованного кислорода. Равенства (17) и (18) показывают, что температура пламени и скорость его распространения зависят от концентрации кислорода в потоке. Скорость распространения пламени уменьшается с ростом теплоёмкости слоя $\delta c_s \rho_s$, аккумулирующего тепло от газового пламени. Интересно отметить, что скорость распространения пламени не зависит от скорости потока воздуха. Это справедливо только для термически тонкого слоя и связано с тем, что изменение скорости потока одинаково влияет на размер зоны прогрева (требуемое количество тепла на нагрев материала) и на градиент температуры (тепловой поток из пламени). В результате оказывается, что ни

¹⁸ В отличие от [70, 76], где доминирующим механизмом полагали теплопроводность в слое материала.

количество тепла, поступающее из пламени $q''_{net}\Delta \approx \lambda(T_f - T_{ref})$, ни расход тепла на нагрев материала $c_s\rho_s(T_{ign} - T_0)\delta$ не зависят от скорости потока газа. Равенство (17) применимо для горения листов бумаги и ткани.

Баланс тепла в зоне прогрева. Термически толстый слой

Если слой достаточно толстый, то в зоне прогрева материал прогревается не на всю толщину. Поэтому в тепловом балансе (15) принимается во внимание не толщина слоя δ , а толщина прогретого слоя $\delta_T \approx \sqrt{(\lambda_s/c_s\rho_s)t}$ (см. также равенство (143)), где в качестве длительности прогрева принимается $t = \Delta/V_p$. Это значит, что в термически толстом слое расход тепла на нагрев материала $c_s\rho_s(T_{ign} - T_0)\delta_T$ зависит от длины зоны прогрева Δ и, следовательно, от скорости потока газа. Важное допущение модели заключается в том, что длина зоны прогрева в твёрдом материале полагается равной протяжённости прогретого слоя в газе перед пламенем: $\Delta \approx (\lambda/\rho c_p)/V_g$ (можно отметить, что эта величина составляет $\Delta \approx 1\text{--}3$ мм).

Подстановка этих соотношений в баланс тепла (15) даёт выражение для скорости перемещения фронта¹⁹:

$$V_p = \frac{\lambda c_p \rho}{\lambda_s \rho_s c_s} \left(\frac{T_f - T_{ref}}{T_{ign} - T_0} \right)^2 V_g, \quad (19)$$

совпадающее с равенством (12), если принять $T_{ref} = T_{ign}$. Как и в случае термически тонкого слоя, скорость распространения пламени может быть представлена как $V_p = \Delta/\tau_{ign}$, где $\tau_{ign} \approx \lambda_s c_s \rho_s ((T_{ign} - T_0)/q''_{net})^2$ – длительность прогрева до достижения температуры воспламенения. Равенство (19) показывает, что скорость распространения пламени обратно пропорциональна тепловой активности твердого материала $V_p \sim 1/(\lambda_s \rho_s c_s)$ и не зависит от толщины слоя δ . Отметим, что при действии внешнего теплового потока q''_{ext} равенство (19) также можно использовать, если заменить начальную температуру

¹⁹ Интересно отметить, что баланс тепла в зоне прогрева используется и для распространения пламени в реакционноспособной смеси газов. В этом случае он принимает вид $\lambda(T_f - T_{ign})/(V_f \tau_{ch}) = V_f c \rho (T_{ign} - T_0)$ (тепловой поток от продуктов = расход тепла на нагрев смеси) и приводит к следующему выражению для нормальной скорости распространения ламинарного пламени $V_f = (a/\tau_{ch})^{1/2} ((T_f - T_{ign})/(T_{ign} - T_0))^{1/2}$, где τ_{ch} – характерное время химической реакции, $V_f \tau_{ch}$ – толщина зоны реакции.

T_0 на $T_0 + q''_{ext}/\alpha$ (равновесная температура поверхности при наличии конвективного охлаждения).

Сравнивая значения скорости, определяемые равенствами (17) и (19), получим оценку для толщины слоя, соответствующей границе между термически тонким и термически толстым слоем:

$$\delta_{tr} \approx \frac{1}{V_g} \frac{T_{ign} - T_0}{T_f - T_{ref}} \frac{\lambda_s}{c_p \rho}, \quad (20)$$

в соответствии с которой увеличение скорости газа снижает предельное значение толщины слоя, которое можно классифицировать как термически тонкий. Можно показать, что с учётом равенства (19) соотношение (20) эквивалентно $\delta_{tr} \approx \sqrt{a_s a / (V_g V_p)} \approx \sqrt{a_s (\Delta / V_p)}$ (среднее геометрическое длин зон прогрева в газе и в твёрдом слое).

Важный результат тепловой теории заключается в том, что в соответствии с (19) скорость распространения пламени пропорциональна скорости встречного потока. Это связано с тем, что при увеличении скорости потока газа уменьшаются протяжённость зоны прогрева $\Delta \approx a/V_g$ (которая определяется протяжённостью зоны прогрева в газе перед пламенем), время пребывания порции материала в зоне прогрева $t \approx \Delta/V_p \approx a/(V_p V_g)$ и толщина прогретого слоя $\delta_T \approx \sqrt{a_s t} \approx \sqrt{a_s a / V_g V_p}$. Следовательно, уменьшается расход тепла на нагрев материала $c_s \rho_s (T_{ign} - T_0) \delta_T$. Поскольку левая часть равенства $q''_{net} \Delta \approx \lambda (T_f - T_{ref})$ не зависит от скорости потока, рассматриваемая теория предсказывает увеличение скорости распространения пламени при увеличении скорости встречного потока. Отметим, что такое увеличение не происходит в термически тонком слое, который прогревается на всю толщину δ независимо от скорости потока газа.

Совокупность параметров $\Phi = \lambda c_p \rho (T_f - T_{ign})^2 V_g = (\lambda (T_f - T_{ign}) / \Delta)^2 \Delta = q''_{net} \Delta$ можно рассматривать как свойство материала, измеренное в условиях распространения пламени вниз по вертикальной поверхности в случае естественной конвекции [161] (J. Quintiere, M. Harkleroad, 1985). В этом случае равенство (19) принимает вид $V_p = \Phi / (\lambda_s \rho_s c_s (T_{ign} - T_0)^2)$. Измеренные значения параметра Φ для широкого круга горючих материалов (от 1 до 15 кВт²/м³) приведены в [161] (J. Quintiere, M. Harkleroad, 1985) и [166] (J. Quintiere, 2002). Напомним (см. (13), (14)), что действие внешнего теплового

потока может быть приближённо учтено заменой начальной температуры T_0 на равновесное значение $T_0 + q_{ext}/\alpha_{eff}$, где α_{eff} – эффективный коэффициент теплоотдачи, учитывающий конвективный и лучистый теплообмен поверхности с окружающей средой.

Соответствие результатов тепловой теории результатам экспериментов обсуждается в разделе 1.2.1. Анализ экспериментальных данных, представленных на Рис. 8, показывает, что область применимости равенства (17) (термически тонкий слой) соответствует достаточно малым скоростям встречного потока газа, причём диапазон скоростей расширяется с увеличением концентрации кислорода в газе (Рис. 8, а).

Равенство (19) (термически толстый слой) указывает на увеличение скорости распространения пламени с ростом скорости потока газа. Однако в экспериментах (Рис. 8, б) такое увеличение имеет место лишь при достаточно большой концентрации кислорода и не наблюдается не только при достаточно больших, но и при достаточно малых скоростях газового потока. В первом случае имеет место переход в кинетический режим (с возможностью погасания). Существование диапазона достаточно малых скоростей газового потока, не влияющих на скорость распространения пламени, указывает на существенную роль сил плавучести. Можно заключить, что если скорость газового потока достаточно мала (не превышает 0.3 м [199]), то для любой толщины слоя скорость распространения пламени не зависит от скорости газового потока, а определяется концентрацией кислорода в потоке.

1.3.2. Распространение пламени в направлении ветра

Модели с перешагиванием

Ранние аналитические методы расчёта распространения пламени вверх по вертикальной поверхности, предложенные в работах [141] (G.H. Markstein, J.N. de Ris, 1973) и [150] (L. Orloff, J. de Ris, G.H. Markstein, 1975), использовали равенство координат вершины пламени и зоны пиролиза, вычисленных с учётом запаздывания на время задержки воспламенения: $x_f(t) = x_p(t + \tau_{ign})$. В соответствии с этими методами положение фронта вычисляется в дискретные моменты времени (leapfrogging) с учётом эмпирической зависимости $x_f(x_p)$. Позднее аналогичный алгоритм пошагового определения координаты точки, в которой достигается температура воспламенения, использовался в работе [149], где использовались аналитическое решение уравнения теплопроводности в слое для температуры поверхности и эмпирические соотношения для длины пламени и распределения теплового потока по поверхности.

Аналитическое решение уравнения теплопроводности в слое

Дальнейшее развитие методов моделирования опирается на приближённое решение уравнения теплопроводности в слое материала. При этом используется концепция температуры воспламенения, в соответствии с которой предполагается, что нагрев материала протекает без изменения его свойств до достижения на поверхности предельного значения температуры (T_{ign}). Далее указанное значение температуры сохраняется неизменным в зоне пиролиза. Приближённый подход, развитый в работе [183] (J. de Ris, 1969) для расчёта распространения пламени навстречу потоку воздуха, в последующей работе [184] (M. Sibulkin, J. Kim, 1977) распространён на случай сонаправленного распространения пламени. В основе модели лежит стационарное уравнение теплопроводности в слое материала, записанное в системе координат, связанной с движущимся фронтом пиролиза. Как и в [183] (J. de Ris, 1969), тепловой поток на поверхности слоя материала задаётся в граничном условии для уравнения теплопроводности (при этом предполагается экспоненциальное снижение потока по мере удаления от границы зоны пиролиза). Аналитические решения для распределения температуры в слое, полученные для пластины конечной толщины, цилиндрического стержня и для полу бесконечного слоя, зависят от скорости распространения пламени. Подстановка температуры воспламенения в соотношения для температуры поверхности даёт выражения для скорости распространения пламени.

Можно отметить, что аналитические модели распространения пламени в направлении газового потока отличаются способом расчёта количества тепла, поступающего в зону прогрева. Особенность модели [184] (M. Sibulkin, J. Kim, 1977) заключается в том, что указанное количество тепла считается пропорциональным количеству тепла, выделяющемуся при горении летучих (с известным коэффициентом пропорциональности ϕ). Следовательно, требуется определить скорость образования летучих. В данной модели предполагается, что массовый поток летучих на поверхности слоя определяется их диффузией в газе. В связи с этим массовый поток летучих вычисляется с помощью классической формулы (149): $m'' = (\alpha/c_p) \ln(1 + B_T)$, где α – коэффициент конвективной теплоотдачи, определяемый с помощью эмпирических соотношений (разных для естественной и вынужденной конвекции), B_T – число теплопереноса, которое в данной модели рассматривается как термохимическая характеристика материала (подробнее см. в приложении [П2](#)). В результате модель [184] (M. Sibulkin, J. Kim, 1977) сводится к следующему алгоритму.

1. В зоне пиролиза и в зоне прогрева, ширина которой равна Δ , материал получает постоянный и равномерно распределённый тепловой поток²⁰ q''_{net} . Расход энергии на прогрев материала составляет $q''_{net}\Delta$.

2. Доля тепловыделения, расходуемого на прогрев материала, предполагается постоянной:

$$\phi = \frac{q''_{net}\Delta}{Q'} = \text{const}, \quad (21)$$

где Q' – мощность тепловыделения при горении летучих в расчёте на единицу ширины пластины.

3. Скорость выгорания определяется подводом тепла к поверхности материала и вычисляется по формуле $m'' = (\alpha/c_p)\ln(1 + B_T)$ (149), где $\alpha = (\lambda/x_p)Nu_x$. В случае ламинарной и турбулентной естественной конвекции, соответственно, имеют место равенства $Nu_x = 0.59(\text{Gr}_x \text{Pr})^{1/4}$ и $Nu_x = 0.13(\text{Gr}_x \text{Pr})^{1/3}$, где $\text{Gr}_x = (gx_p^3/v_g^2)(T_f - T_0)/T_0$. Для удельной скорости выгорания получим²¹:

$$m'' = 0.59 \frac{\lambda}{c_p} \left(\frac{1}{x_p} \frac{g}{v_g^2} \frac{T_f - T_0}{T_0} \text{Pr} \right)^{1/4} \ln(1 + B_T), \text{ ламинарное пламя } (\text{Gr}_x < 10^9) \quad (22)$$

и

$$m'' = 0.13 \frac{\lambda}{c_p} \left(\frac{g}{v_g^2} \frac{T_f - T_0}{T_0} \text{Pr} \right)^{1/3} \ln(1 + B_T), \text{ турбулентное пламя } (\text{Gr}_x > 10^9). \quad (23)$$

4. Баланс энергии на поверхности термически толстого слоя выражается равенством²²

$$V_p = \frac{\phi Q' q''_{net}}{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2}, \quad (24)$$

²⁰ В работе [184] изначально постулируется экспоненциальная зависимость от координаты, однако в более поздних работах используется ступенчатая аппроксимация с таким же расходом тепла: $\int_{x_p}^{\infty} q''_{net}(x) dx = q''_{net,p} \Delta$. Отметим также, что в работе [89] предполагается изменение теплового потока на поверхности в зоне прогрева по закону $q''_{net} \sim (x - x_p)^{-1/3}$.

²¹ Переход к турбулентному режиму течения при наличии пламени происходит числах Грасгофа, существенно меньших чем 10^9 ($0.5 \cdot 10^8$ по данным [169]). Вместо критического числа Грасгофа в работе [152] в качестве критерия ламинарно-турбулентного перехода используется увеличение высоты пламени свыше 20 см.

²² С учётом определения ϕ , в соответствии с которым $q''_{net} = \phi Q'/\Delta$, в случае термически толстого слоя это равенство совпадает с (31). С точностью до коэффициента порядка единицы равенство (24) совпадает с равенством (35) работы [184].

с помощью которого вычисляется скорость распространения пламени с учётом $Q' = \Delta h_c \int_0^{x_p} m'' dx$, $q''_{net} = \Delta h_g m''$ и равенств (23) или (22). С учётом равенств (23) и (22) для скорости распространения пламени в ламинарном и турбулентном потоках имеют место соотношения $V_p \sim x_p^{1/2}$ и $V_p \sim x_p$, соответственно.

Определяется положение фронта пиролиза: $x_p(t + \Delta t) = x_p(t) + \Delta t V_p(t)$. Применение модели заключается в повторении вычислений при переходе с одного шага по времени на другой.

Отметим следующие особенности данной модели.

1. Чтобы определить скорость выгорания m'' , должно быть известно число теплопереноса B_T , которое рассматривается как термохимическое свойство данного горючего материала. В работах [90, 152, 171] и др. число теплопереноса определяют в экспериментах, в которых одновременно измеряются скорость выгорания и температура поверхности. В работах [200, 171] число теплопереноса определяется по измеренному расстоянию $y_f(x)$ от поверхности до ламинарного пламени. Следует отметить, что из-за неравномерного распределения температуры по поверхности и из-за собственного излучения поверхности число теплопереноса также неодинаково в разных точках поверхности (см. Рис. 91, [171]).

2. Использование допущения (21) позволяет не привлекать эмпирические соотношения для длины газофазного пламени, необходимые для других моделей (в том числе для модели, используемой в данной работе).

3. Допущение (21) о постоянстве доли тепловыделения, расходуемого на прогрев материала, может не выполняться в нестационарных режимах распространения пламени.

Данная модель использовалась в работе [152] (K.J. Overholst et al., 2011) для расчёта распространения пламени по поверхности стеллажей, где пожарная нагрузка представляют картонные ящики.

Модели с горением в ламинарном пограничном слое

В работах [38, 39] (K. Annamalai, M. Sibulkin, 1979) указанная модель дополнена рассмотрением ламинарного пограничного слоя у поверхности. При этом решаются уравнения диффузии реагентов и (в предположении бесконечно быстрой реакции окисления летучих) определяется поток массы летучих, которые покидают область, приле-

гающую к зоне пиролиза (excess pyrolysat [153] (P.J. Pagni, T.M. Shih, 1977)). С помощью допущения о подобии потоков тепла и массы по скорости выгорания определяется распределение теплового потока на поверхности [38]. В работе [39] информация о потоке несгоревших летучих используется для оценки длины пламени ($x_f = 0.64(B_T/\sigma_{air})^{2/3}x_p$ при естественной конвекции и $x_f = 0.51(B_T/\sigma_{air})x_p$ при вынужденной конвекции), которая определяется как расстояние, на котором летучие полностью реагируют с кислородом. Интегрированием уравнения $dx_p/dt = V_p$ для термически толстого слоя получены в случае естественно-конвективного потока у вертикальной поверхности термически толстого слоя получено соотношение вида

$$\frac{x_p^{1/2} - x_0^{1/2}}{t - t_0} = \frac{C_1}{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_\infty)^2}, \quad (25)$$

где t_0 – время, за которое воспламеняется участок длиной x_0 в нижней части пластины, а C_1 зависит, в том числе, от B_T . Отметим, что если $x_p \gg x_0$ и $t \gg t_0$ равенство (25) даёт $x_p \sim t^2$ и $V_p \sim t \sim x_p^{1/2}$. Это значит, что пламя распространяется с ускорением. Для вынужденной конвекции в работе [39] получено

$$\frac{x_p - x_0}{t - t_0} = \frac{C_2}{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_\infty)^2}, \quad (26)$$

что соответствует $x_p \sim t$ и $V_p \sim t^0$ при $x_p \gg x_0$ и $t \gg t_0$.

Зависимость (25) использована в работе [171] (Rangwala A.S., Buckley S.G., Torero J.L., 2008) для распространения пламени вверх по вертикальной пластине ПММА (высота 0.5 м, ширина 0.05 м, толщина 0.015 м). Согласие с результатами измерений получено при использовании числа теплопереноса B_T , осреднённого по высоте пластины.

Модель, использованная в работе [72] (Fernandez-Pello A.C., 1977), построена для вертикального слоя горючего материала (ПММА) и отличается от [184] (M. Sibulkin, J. Kim, 1977) тем, что помимо теплопроводности в слое рассматривает структуру газофазного потока. Поток газа формируется за счёт *естественной* конвекции и образует ламинарный пограничный слой со вдувом летучих на поверхности. В результате бесконечно быстрой реакции окисления летучих образуется диффузионное пламя. Результатом анализа газового потока является выражение для скорости газификации, которая определяется диффузией летучих и вычисляется с помощью автомодельных соотношений для ламинарного пограничного слоя (см. подробнее в Приложении [П2](#)).

Влияние внешнего теплового потока учитывается посредством модификации числа теплопереноса.

Положение фронта пиролиза в модели [72] (A.C. Fernandez-Pello, 1977) определяется аналогично другим тепловым моделям, а именно по изотерме, соответствующей температуре воспламенения на поверхности слоя. Поле температуры в слое определяется с помощью аналитического решения уравнения теплопроводности с граничным условием на поверхности, включающим постоянный радиационный поток и конвективный поток с постоянным коэффициентом теплоотдачи. Учитывается только теплопроводность по нормали к поверхности. Приближённое решение уравнения теплопроводности позволяет получить скорость перемещения изотермы, соответствующей температуре воспламенения. Для термически толстого слоя зависимость скорости фронта пиролиза от координаты имеет вид (равенство (8) в [72]):

$$V_p = \left(\frac{C_1 x_p^{1/4} + C_2 q''_{ext} x_p^{1/2}}{T_{ign} - T_0(t)} \right)^2, \quad (27)$$

где $T_0(t)$ – температура поверхности в момент подхода фронта (зависит от внешнего теплового потока). В соответствии с (27) в отсутствие внешнего потока имеют место соотношения $x_p \sim t^2$, $V_p \sim x_p^{1/2}$ и $V_p \sim t$. Эксперимент, выполненный A.C. Fernandez-Pello в работе [72] (ПММА, высота 0.2 м, толщина 0.038 м), показал, что $x_p \sim t^{1.7}$.

В пределе термически тонкого слоя в работе [72] получено

$$V_p = \frac{C_3 x_b^{3/4} + C_4 q''_{ext} x_b}{T_{ign} - T_0(t)}, \quad (28)$$

где $x_b = x_p - x_{p,0}$ – протяжённость зоны пиролиза без учёта полностью выгоревшего участка. В последующей работе [75] (A.C. Fernandez-Pello, 1978) получены соотношения $V_p \sim x_p^{1/2}$ и $V_p \sim x_p^{3/4}$ для термически толстого и термически тонкого слоя, соглашающиеся с (27) и (28) в отсутствие внешнего нагрева ($q''_{ext} = 0$).

Распространение пламени в условиях *вынужденной* конвекции было затем рассмотрено в работе [77] (A.C. Fernandez-Pello, 1979), в которой для термически толстого слоя получено $V_p \sim V_g$, а для термически тонкого – $V_p \sim x_p^{1/2}$. Это значит, что в отличие от случая естественной конвекции у вертикального образца для термически толстого слоя в случае вынужденной конвекции у горизонтального образца получено постоянное (без ускорения) значение скорости распространения пламени. Для горения ПММА данный результат подтверждён экспериментально в работах [77, 134, 80], где показано,

что $V_p/V_g \approx 10^{-3}$. Стационарный режим наблюдался и в экспериментах по распространению пламени по горизонтальной поверхности под действием спутного потока воздуха (вынужденная конвекция, задана скорость потока V_g) в работе [134] (H.-T. Loh, A.C. Fernandez-Pello, 1984). В этом случае тепловой поток можно оценить как $q''_{net} \approx \lambda(T_f - T_{ign})/\delta_f$, где δ_f – расстояние от пламени до нагреваемой поверхности. В ламинарном пограничном слое $\delta_f \sim x_p/\text{Re}^{1/2}$, где $\text{Re} = V_g x_p / v$. Следовательно, распределение теплового потока по поверхности принимает вид соотношения $q''_{net} \sim \text{Re}^{1/2} \lambda(T_f - T_{ign})/x_p$, которое используется в качестве граничного условия при решении уравнения теплопроводности в слое. В результате для термически толстого слоя в работе [134] получено:

$$V_p \sim \frac{\lambda c_p \rho (T_f - T_{ign})^2}{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2} V_g, \quad (29)$$

которое показывает, что скорость распространения пламени не зависит от времени и пропорциональна скорости спутного потока воздуха. Зависимость скорости распространения пламени от концентрации кислорода в потоке газа учитывается через изменение температуры пламени T_f , а от внешнего теплового потока – через изменение величины T_0 , под которой понимается температура поверхности к моменту подхода пламени. Соотношение (29) подтверждается экспериментами по горению термически толстых пластин ПММА [134].

Для термически тонких листов бумаги, горение которых рассмотрено в работе [135] (H.-T. Loh, A.C. Fernandez-Pello, 1986), тепловой баланс в зоне прогрева $q''_{net} \Delta = \rho_s V_p c_s (T_{ign} - T_0) \delta$ и приближённые равенства $q''_{net} \approx \lambda(T_f - T_{ign})/\delta_f$ и $\Delta \approx L_f$ приводят к следующему соотношению для скорости распространения пламени:

$$V_p \approx \Delta \frac{\lambda(T_f - T_{ign})/\delta_f}{\rho_s c_s (T_{ign} - T_0) \delta} \sim \frac{L_f}{\delta_f} \frac{\lambda}{\rho_s c_s} \frac{T_f - T_{ign}}{T_{ign} - T_0} \frac{1}{\delta}, \quad (30)$$

в соответствии с которым стационарная скорость распространения пламени не зависит от скорости спутного потока воздуха (если от неё не зависит длина пламени L_f). Результаты измерений, полученные в работе [135], не противоречат соотношению (30).

Интересно отметить, что соотношения (29) и (30) для скорости распространения пламени *в направлении газового потока* аналогичны соответствующим соотношениям

(12) для скорости распространения *навстречу* газовому потоку для термически толстого и термически тонкого слоёв. При этом численные значения скоростей сильно отличаются.

Модели, использующие эмпирические корреляции для длины пламени

В рассмотренных выше моделях распределение теплового потока получали с помощью аналитических решений для *ламинарного* пограничного слоя. Работы J. Quintiere, M. Harkleroad, Y. Hasemi начала и середины 80х годов (см., например, [95, 162, 96] и др.) были нацелены на построение модели распространения пламени в сона-правленном *турбулентном* потоке и показали, что в качестве длины прогретой зоны следует принимать длину турбулентного пламени, а для распределения теплового потока целесообразно использовать экспериментальные данные²³. Этот подход в дальнейшем был широко использован, в том числе в работе [62] (M.A. Delichatsios, 1986), особенность которой заключается в использовании интегрального метода решения уравнения теплопроводности в слое. В работе [63] (M. Delichatsios, M. Delichatsios, 1992) экспериментальная корреляция $x_f = 0.0052Q'^{4/3}$ (Q' измеряется в кВт/м, x_f – в метрах) для длины *ламинарного* пламени была использована в модели распространения пламени, в которой тепловой поток и скорость газификации материала определяются как функция числа теплопереноса (см. приложение [П2](#)). При этом показано, что учёт нестационарности скорости выгорания в зоне пиролиза позволяет приблизить результаты расчёта к экспериментальным данным.

Баланс тепла в зоне прогрева

В данном разделе методика, изложенная выше в разделе [1.3.1](#) (равенства (17) и (19)) для распространения пламени *навстречу* газовому потоку и использующая стационарный тепловой баланс (15) в зоне прогрева, применяется для сонаправленного распространения пламени. Взаимное расположение зоны пиролиза, зоны прогрева и пламени показано на Рис. 22. Важное отличие от распространения *навстречу* газовому потоку заключается в том, что длина зоны прогрева Δ определяется длиной газофазного пламени.

В случае термически тонкого слоя в качестве δ используется толщина прогретого слоя, а в случае термически толстого слоя – величина $\delta_T \approx \sqrt{(\lambda_s/c_s\rho_s)t}$, где

²³ Обзор экспериментальных данных приводится в разделах [Длина газофазного пламени](#) и [Тепловой поток от пламени](#).

$t = \Delta/V_p$ – характерное время прогрева. Для скорости распространения пламени получаем следующие выражения [166, 98]:

$$V_p = \begin{cases} \frac{q''_{net}\Delta}{\delta\rho_s c_s(T_{ign} - T_0)} & , \text{ термически тонкий слой} \\ \frac{q''^2_{net}\Delta}{\lambda_s \rho_s c_s (T_{ign} - T_0)^2} & , \text{ термически толстый слой} \end{cases}. \quad (31)$$

Особенность данного режима распространения пламени заключается в том, что тепловой поток q''_{net} и ширина прогретой зоны могут увеличиваться с течением времени. Это имеет место при распространении турбулентного естественно-конвективного пламени вверх по вертикальной поверхности (см. раздел 1.2.1), когда стационарное распространение фронта невозможно и фронт пиролиза движется с ускорением.

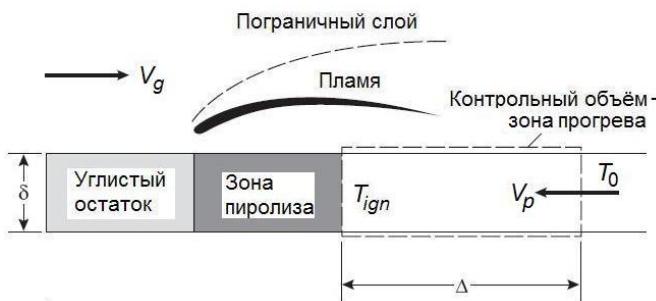


Рис. 22. Распространение пламени по поверхности твердого горючего материала в направлении ветра [166]

В то же время в экспериментах [100] (L.K. Honda, P.D. Ronney, 2000) наблюдалось *стационарное* распространение пламени вверх по поверхности вертикальной пластины. В работе [100] ограничение роста скорости распространения объясняется потерями тепла и импульса в поперечном направлении в случае узких образцов и лучистыми теплопотерями с поверхности образца в случае широких образцов. В этих случаях имеют место, соответственно, конвективная и радиационная стабилизация распространения пламени. Таким образом, работа [100] обобщает тепловую теорию распространения пламени в направлении газового потока на случай малой ширины образца и существенных лучистых теплопротерь.

Принципы построения аналитических моделей распространения пламени в направлении газового потока

Приведённые выше соотношения для скорости распространения пламени V_p получены непосредственно из теплового баланса на поверхности горючего материала.

Формулировка общих принципов построения аналитических моделей распространения пламени в направлении газового потока была завершена к середине 80х годов. В основе теории лежит концепция температуры воспламенения и аналитическое решение уравнения теплопроводности в слое материала. В данном разделе излагается теория распространения пламени вверх по вертикальной поверхности (Рис. 23).

На поверхности горючего материала выделяются две пространственные зоны, показанные на Рис. 23: зона пиролиза ($x < x_p$) и зона прогрева ($x_p < x < x_f = x_p + \Delta$). Динамика распространения пламени определяется распределением теплового потока q''_{net} , полученного слоем горючего материала в зоне прогрева. Если профиль q''_{net} задан, то имеет место следующее выражение для температуры поверхности:

$$T(x,t) = T_0 + \int_0^t q''_{net}(x,\tau) \phi(t-\tau) d\tau, \quad (32)$$

где в отсутствие собственного излучения на поверхности

$$\phi(t-\tau) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda_s c_s \rho_s (t-\tau)}}, & \text{термически толстый слой} \\ \frac{1}{\delta c_s \rho_s (t-\tau)}, & \text{термически тонкий слой} \end{cases}. \quad (33)$$

В соответствии с тепловой теорией (см. приложение [П1](#)) положение фронта пиролиза x_p определяется точкой, в которой $T = T_{ign}$. Для фронта пиролиза будем иметь

$$T_{ign} = T_0 + \int_0^t \frac{q''_{net}(x_p, \tau)}{\sqrt{\pi \lambda_s c_s \rho_s (t-\tau)}} d\tau, \quad (34)$$

где для определённости рассматривается термически толстый слой.

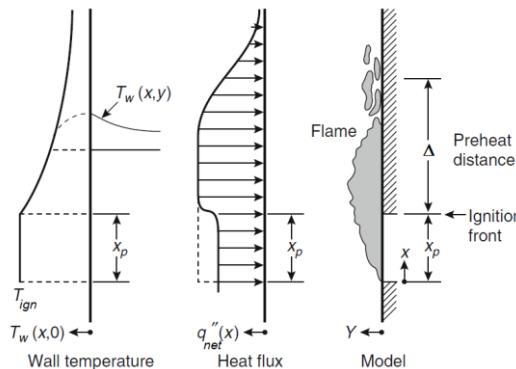


Рис. 23. Распространение пламени вверх по поверхности горючего материала. Слева направо: температура поверхности; результирующий тепловой поток; обозначение высоты зоны пиролиза и зоны прогрева [98] (Y. Hasemi, 1986)

Для того, чтобы решить уравнение (34) относительно координаты фронта пиролиза x_p , требуются дополнительные допущения. В случае *стационарного* распространения $x_p = V_p t$ уравнение (34) можно записать в виде равенства

$$V_p = \frac{1}{\pi \lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2} \left(\int_0^\infty \frac{q''_{net}(\xi + x_p)}{\sqrt{\xi}} d\xi \right)^2, \quad (35)$$

которое позволяет учесть зависимость теплового потока в зоне прогрева от координаты. В частности, если аппроксимировать зависимость теплового потока от координаты ступенчатым профилем ($q''_{net} = \text{const} > 0$ при $0 < \xi < \Delta$ и $q''_{net} = 0$ при $\xi > \Delta$), то можно получить равенство

$$V_p = \frac{4q''_{net}^2 \Delta}{\pi \lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2}, \quad (36)$$

которое согласуется с равенством (31) с точностью до множителя $4/\pi$.

Равенство (36) можно записать в виде [180] (аналогичное выражение было предложено ранее в [155] (Parker W.J., 1982))

$$V_p = \frac{x_f - x_p}{\tau_{ign}}, \quad (37)$$

где $x_f = x_p + \Delta$ и $\tau_{ign} = (\pi/4) \lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2 / q''_{net}^2$ – время задержки воспламенения (см. равенство (145)) летучих в зоне прогрева, зависящее от результирующего теплового потока q''_{net} , полученного материалом. Для определения длины зоны прогрева Δ привлекаются экспериментальные данные о длине пламени (см. раздел [1.2.1](#)).

По определению скорости распространения пламени

$$V_p = \frac{dx_p}{dt}. \quad (38)$$

Равенства (37) и (38) дают дифференциальное уравнение для координаты фронта пиролиза

$$\frac{dx_p}{dt} = \frac{x_f - x_p}{\tau_{ign}}, \quad x_p(t_0) = x_0. \quad (39)$$

Если происходит полное выгорание слоя (burn-out), то для нижней границы зоны пиролиза имеют место соотношения

$$\frac{dx_b}{dt} = \frac{x_p - x_b}{\tau_b}, \quad x_b(t_0) = 0, \quad (40)$$

где x_b – координата нижней границы, $V_b = dx_b/dt$ – скорость её распространения, τ_b – длительность выгорания участка слоя в зоне пиролиза.

Уравнения (39) и (40) открывают возможность построения аналитических моделей для определения скорости распространения пламени по поверхности в разных режимах распространения (не только при распространении вверх по вертикальной возможности), если надлежащим образом определены x_f , τ_{ign} и τ_b . Отношение τ_{ign}/τ_b характеризует способность материала к распространению пламени (если это отношение достаточно велико, то распространение невозможно) [162].

С учётом зависимости $x_f = KQ'^n$ решение уравнений (38) и (39) имеет вид интегрального уравнения:

$$x_p(t) = x_{p,0} + \int_0^t V_p(\tau) d\tau,$$

$$V_p(t) = \frac{1}{\tau_{ign}} \left(K \left(Q'_0(t) + x_0 Q'(t) + \int_0^t Q'(t-\tau) V_p(\tau) d\tau \right)^n - \left(x_0 + \int_0^t V_p(\tau) d\tau \right) \right), \quad (41)$$

где $Q'_0(t)$ – тепловыделение пилотного пламени. В свою очередь уравнение (41) допускает аналитические решения только при использовании дополнительных допущений о зависимости $Q'(t)$ и $n = 1$. Для нескольких практически важных горючих материалов такие решения получены в работе [110] (B. Karlsson, 1993). В работе [92] (G. Grant, D. Drysdale, 1995) уравнение (42) было дополнено уравнением (40) для учёта полного выгорания слоя и решено численно для горения гофрированного картона. Эта же модель была затем применена в работе [203] (K.-C. Tsai, D. Drysdale, 2002) для расчёта распространения пламени вверх по вертикальной пластине ПММА толщиной 6 мм.

Уравнение (39) неоднократно использовалось для моделирования распространения турбулентного пламени вверх по поверхности термопластика (см., например, [64] (M.A. Delichatsios, M. Delichatsios, Y. Chen, Y. Hasemi, 1995)), древесины [114] (M. Kokkala, D. Baroudi, W.J. Parker, 1997) и ДСП [181] (K. Saito, F.A. Williams, I.S. Wichman, J.G. Quintiere), [94] (T. Hakkarainen, M.A. Kokkala, 2001). В работе [94] показано, что в ряде случаев данная модель воспроизводит лишь первый пик мощности тепловыделения, в то время как при горении обугливающихся материалов также имеет место второй пик.

Следует отметить, что применение модели для описания горения обугливающихся материалов имеет особенности. В частности, необходимо учитывать изменение

скорости выгорания материала в зоне пиролиза из-за образования пористого слоя углистого остатка, экранирующего перенос тепла в зону термического разложения (см., например, [180]). Предполагая ступенчатое изменение толщины углистого слоя, авторы [180] (Saito K., Quintiere J., Williams F.A., 1986) получили приближённый критерий возможности неограниченного распространения пламени по поверхности обугливающегося материала (в противном случае происходит погасание). Однако, как отмечено в работе [89], если образование углистого остатка не приводит к образованию плотного экранирующего слоя (например, при горении картона), то можно использовать аналитическую теорию, разработанную для термопластиков.

С помощью данного подхода ниже разделе [4.1](#) будет построена и исследована приближённая аналитическая модель распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности.

1.3.3. Выводы

Несмотря на то, что распространение пламени всегда сопровождается интенсивным пиролизом горючего материала и газофазным горением летучих, описать основные характеристики процесса можно с использованием тепловой теории. Это связано с тем, что скорость распространения пламени по поверхности горючего материала определяется в первую очередь теплопередачей в зону прогрева. Тепловая теория описывается на два ключевых положения:

1. Термическое разложение материала начинается и протекает при достижении на поверхности температуры воспламенения.
2. Скорость распространения пламени определяется балансом тепла в зоне прогрева.

Кроме того, анализ экспериментальных данных указывает на то, что

3. Основным механизмом переноса тепла, поступающего в зону прогрева, является теплопередача из газофазного пламени.

С учётом этих результатов предложена приближённая модель, в которой предполагается, что первоначальный прогрев материала происходит без его термического разложения, а начало пиролиза материала и воспламенение летучих происходит при достижении температуры T_{ign} на поверхности материала. При этом рассматривается только тепловой поток по нормали к поверхности слоя. Это значит, что теплопередача в слое материала в направлении вдоль поверхности не принимается во внимание (в от-

личие от [70, 76], где именно такой механизм прогрева материала перед воспламенением считался основным). Концепция температуры воспламенения оказывается очень плодотворной и позволяет сформулировать простую аналитическую теорию (см. ниже раздел [4.1](#)), которая объясняет многие закономерности, наблюдающиеся в экспериментах. В данной диссертации указанную теорию будем называть «тепловой».

1.4. Численное моделирование

Применение детальных моделей как твёрдой, так и газовой фазы требует выполнения численных расчётов. Это открывает возможность отказаться от допущений, используемых при построении приближённой аналитической теории. В частности, если учитывается конечная скорость реакций термического разложения материала, то температура воспламенения и скорость выгорания не задаются в качестве исходных данных, а определяются в ходе расчёта. Таким образом, реализуется стратегия *совместного* моделирования твёрдой и газовой фазы, которая учитывает тепловую обратную связь между скоростью газификации твёрдого материала и тепловыделением в газофазном пламени.

Численные модели отличаются моделями твердой и газовой фазы, а также раз мерностью расчётной области (двух- или трёхмерной). Модели твёрдой фазы представляют собой модели термического разложения (пиролиза) горючих материалов.

К отдельной категории следует отнести модели, в которых численные расчёты выполняются только для прогрева и термического разложения твёрдой фазы под действием заданного внешнего теплового потока. Замыкание тепловой обратной связи происходит благодаря тому, что эмпирические выражения для теплового потока на поверхности учитывают влияние скорости выгорания и высоты пламени без явного разрешения газовой фазы. Такие модели (см. ниже в разделе [1.4.1](#)) будем называть полуэмпирическими. Наибольший практический интерес представляют сопряжённые модели с явным разрешением обеих фаз (раздел [1.4.2](#)).

1.4.1. Полуэмпирические модели

Полуэмпирические модели используют нестационарные модели пиролиза и профили теплового потока, полученные в результате обобщения экспериментальных данных или при построении аналитических моделей. Поскольку расчёт газофазного пламени не выполняется, вычислительные затраты при использовании полуэмпирических

моделей невелики. Одна из первых полуэмпирических моделей была реализована в коде UFGS [62] (M. Delichatsios, M. Mathews, M. Delichatsios, 1991) на базе классических тепловых моделей пиролиза [60, 165, 97].

В модели [50] (E.G. Brehob, C.I. Kim, A.K. Kulkarni, 2001) тепловой поток от пламени вычисляется по результатам измерений скорости выгорания или мощности тепловыделения. Отмечается, что в первом случае скорость выгорания оказывается заниженной, а во втором – завышенной относительно измеренных значений.

В работе [207] (S.R. Wasan, P. Rauwoens, J. Vierendeels, B. Merci, 2010) в рамках тепловой модели пиролиза решается уравнение изменение энтальпии для твердой фазы. Полагается, что реакция происходит в тонком слое материала у поверхности образца. Воздействие газовой фазы при распространении пламени (ПММА, высота – до 10 см) учитывается заданием зависимости высоты пламени от высоты зоны пиролиза и мощности тепловыделения. Модель качественно верно воспроизводит динамику распространения пламени, однако прямое сравнение с экспериментальными данными в работе [207] отсутствует.

В работах [126, 127, 128] (I.T. Leventon, S.I. Stoliarov et al., 2013-2017) рассмотрено распространение пламени по вертикальным пластина姆 термопластиков высотой от 3 до 20 см. В экспериментах [126] было получено выражение для теплового потока, включающее зависимость от скорости выгорания материала и высоты пламени. В работе [127] это выражение использовано в качестве граничного условия при численном моделировании распространения пламени, причём расчет пиролиза твердой фазы выполнен с помощью модели и кода Thermakin. Полученные в расчётах время задержки воспламенения, скорость выгорания и скорость распространения пламени согласуются с результатами измерений в стандартных испытаниях на горючесть. В работе [128] модель была расширена на более широкий круг материалов.

Область применимости полуэмпирических моделей ограничена теми сценариями, для которых они откалиброваны.

1.4.2. Численные расчёты с явным разрешением обеих фаз (CFD)

В данном разделе рассматриваются численные расчёты распространения пламени с явным разрешением течения в газовой фазе (совместно с прогревом и термическим разложением твёрдой фазы). Особенности соответствующих моделей определяются режимом течения газа (ламинарный или турбулентный), способом описания го-

рения в газовой фазе, методом расчёта лучистого теплообмена, сценарием распространения пламени (навстречу или в направлении газового потока), геометрией поверхности горючего материала (толщина пластины, соотношение её ширины и длины). В свою очередь, эти факторы определяют стационарный или нестационарный характер распространения пламени, а также допустимость использования двумерной постановки задачи.

Ламинарное пламя

Первые попытки численного моделирования распространения ламинарного пламени по поверхности горючего материала относятся к концу 70х гг. прошлого века. Например, в работе [82] (A.E. Frey Jr., J.S. T'ien, 1979) были выполнены расчёты распространения ламинарного пламени по поверхности тонкого слоя бумаги навстречу потоку воздуха с учётом конечных скоростей реакций (как окисления в газовой фазе, так и пиролиза горючего материала). При этом использовалась стационарная постановка задачи в системе координат, связанной с фронтом пламени, скорость газа задавалась постоянной и параллельной поверхности. Течение газа рассматривалось в двумерной расчётной области – в плоскости, перпендикулярной поверхности слоя. В этом случае стационарная скорость распространения пламени играет роль собственного значения, при котором стационарное решение удовлетворяет всем граничным условиям. Упрощённая постановка задачи в модели [82] не позволила получить количественное согласие с экспериментом, но оказалась достаточной для демонстрации погасания пламени при снижении концентрации кислорода.

В расчётах, выполненных в работе [6] (В.К. Булгаков, А.И. Карпов, 1988) также использовалась стационарная двумерная постановка задачи для ламинарного течения газовой фазы совместно с двумерным уравнением теплопроводности в твёрдой фазе. При этом поле скорости газа вычисляется в ходе решения уравнений переноса импульса и неразрывности. Особенностью модели [6] является приближение пограничного слоя, в рамках которого не учитывается перенос тепла и массы в направлении, параллельном поверхности. Рассматриваются одностадийные реакции термического разложения горючего материала (термически толстый слой ПММА) и окисления летучих. Расчёт стационарной скорости распространения пламени V_p (собственное значение задачи) требует дополнительного допущения о том, что стационарное значение скорости соответствует максимальной скорости выгорания. Вычисленная таким образом стационарная скорость распространения пламени сравнивается с результатами экспериментов [17]

(В.М. Лалаян, Н.А. Халтуринский, А.А. Берлин, 1979). При этом оказывается, что зависимость $V_p(Y_{O_2,air})$ воспроизводится с удовлетворительной точностью. В то же время расчётная зависимость скорости распространения пламени от скорости потока газа $V_p(V_g)$ сильно отличается от экспериментальной. Авторы [6] объяснили это тем, что в приближении пограничного слоя в газе не учитывается продольный перенос тепла в газе, который играет существенную роль в прогреве горючего материала перед фронтом пламени.

В работе [48] (C. Di Blasi et al., 1988) выполнены численные расчёты распространения пламени в направлении газового потока, поле скорости в котором задавалось в соответствии с течением Пуазейля в канале. При этом было показано, что расчётные зависимости координаты фронта от времени и скорости распространения пламени от скорости спутного газового потока согласуются с данными измерений, выполненных в [135] (H.-T. Loh, A.C. Fernandez-Pello, 1986).

Таким образом, для ранних численных моделей распространения ламинарного пламени характерно либо задание поля скорости в потоке газа (сонаправленного [48] или встречного [82] по отношению к направлению движения фронта пиролиза), либо применение приближения пограничного слоя [6]. Дальнейшее развитие моделей распространения ламинарного пламени включает учёт нестационарных эффектов, переноса тепла и массы в газе в двух направлениях (как по нормали, так и параллельно поверхности) и использование многостадийного химического механизма окисления летучих [215] (M.K. Wolverton, R.A. Altenkirch, L. Tang, 1999), учёт конечной толщины слоя горючего материала и двумерную теплопроводность в слое горючего материала [130] (P.-H. Lin, C.-H. Chen, 1999).

Работа [131] (P.-H. Lin, W.-F. Fan, C.-H. Chen, 2001) является одним из первых примеров совместного моделирования распространения пламени по горизонтальной поверхности, где, однако, не приводится сопоставление результатов расчёта с экспериментом. Влияние наклона горящей поверхности рассмотрено в расчётах [81] (E. Fernandez-Tarrazo, A. Linan, 2002), где окисление летучих моделируется одностадийной реакцией первого порядка по горючему и окислителю и учитывается отличие чисел Льюиса для летучих и кислорода. Результаты расчётов, выполненных в [81], интересны тем, что в них воспроизводится структура тройного пламени в окрестности фронта пиролиза.

В работе [46] (S. Bhattacharjee, M.D. King, C. Paolini, 2004) с помощью двумерной сопряжённой модели воспроизводятся результаты экспериментов [71] (A. Fernandez-

Pello, F.A. Williams, 1977) и [99] (T. Hirano et al., 1974), в которых рассмотрено распространение ламинарного пламени вниз по вертикальной поверхности пластин ПММА (толщина 5.4 мм) и листов бумаги (толщина 0.16 мм). При этом продемонстрировано сравнение расчётных и измеренных распределений температуры и скорости газа по нормали к поверхности слоя.

В работах [14] (О.П. Коробейников и др., 2019), [118] (O.P. Korobeinichev et al., 2019) численное моделирование распространения пламени вниз при горении верхнего торца пластины ПММА также выполнено с помощью двумерной модели, что позволило получить согласие расчётных распределений температуры и концентраций газовых реагентов с данными измерений (Рис. 24).

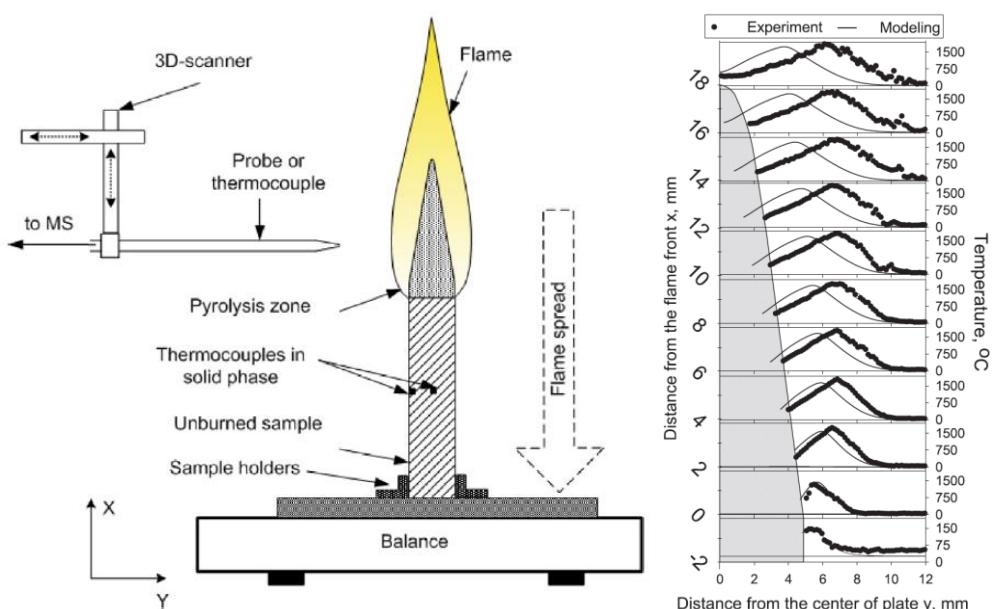


Рис. 24. Распространение пламени вниз по поверхности вертикальной пластины ПММА (длина 150 мм, ширина 100 мм, толщина 1.6-9.6 мм) в работе [14] (О.П. Коробейников и др., 2019). Слева – экспериментальная установка, справа - распределения температуры по горизонтали (точки – эксперимент, кривые – расчет)

Следует отметить, что трёхмерная постановка задачи в численном моделировании применяется очень редко (см., например, [121] (C. Kumar, A. Kumar, 2010) и [102] (S.-Y. Hsu, J.S. T'ien, 2011)). В работе [121] рассмотрено горение как фронтальных, так и боковых поверхностей пластин ПММА и показано, что в этом случае скорость распространения пламени увеличивается.

Моделирование распространения ламинарного пламени вблизи пределов погасания

Численное моделирование ламинарного пламени в газовой фазе позволяет учитывать конечную скорость реакции окисления летучих, что, в свою очередь, открывает

возможность анализа околопредельных режимов распространения пламени и прогноз пределов погасания, возникающих из-за снижения концентрации кислорода, изменения скорости газового потока или лучистых теплопотерь. Опыт показывает, что при достаточно малой скорости газового потока её увеличение приводит к росту и последующей стабилизации скорости распространения пламени на стационарном уровне (без ускорения), а дальнейшее увеличение скорости газа – к срыву пламени. Указанные явления наблюдаются экспериментально для встречного и сонаправленного режимов распространения пламени [120, 100, 73 и др.], и их реализация определяется концентрацией кислорода в газовом потоке. Более того, при определённых значениях концентрации кислорода и скорости газового потока может оказаться, что скорость распространения пламени во встречном режиме оказывается выше, чем в сонаправленном [120].

Турбулентное пламя

Распространение пламени по поверхностям стен и потолка в стандартном помещении (ISO Room, длина 3.6 м, ширина 2.4 м, высота 2.4 м) с проёмом при наличии газовой горелки в углу рассмотрено в численных расчётах [218] (Z. Yan, G. Holmstedt, 1996), где для описания течения в газовой фазе используется k - ε модель турбулентности (совместно с моделью дробления вихрей для газофазного горения), а для термического разложения пожарной нагрузки – тепловая модель пиролиза. При этом оказалось, что расчётные зависимости интегральной мощности тепловыделения и температуры газа от времени удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов. Применение аналогичной численной методики для расчёта распространения пламени вверх по вертикальной пластине ПММА (высота 1.14 м, толщина 4.5 см) в работе [219] (Z. Yan, G. Holmstedt, 1997) позволило воспроизвести значения скорости распространения пламени и скорости выгорания, измеренные в экспериментах [150] (L. Orloff, J. De Ris, G.H. Markstein, 1975). Аналогичная постановка задачи рассмотрена в работе [129] (M.J. Lewis, P.A. Rubini, J.B. Moss, 2000), где также в составе кода SOFIE применяется тепловая модель пиролиза, а для расчёта температуры поверхности используется аналитическое решение одномерного уравнения теплопроводности. Расчётный код SOFIE использован в работе [25] (А.М. Рыжов, А.В. Григораш, Д.В. Макаров, В.В. Мольков, 2003) для численные расчёты распространения пламени по стенам и потолку в стандартном помещении (ISO Room).

Можно заключить, что к началу 2000-х годов стандарт численной модели распространения турбулентного пламени включал следующие компоненты: метод RANS

для расчёта турбулентного течения газа; модель дробления вихрей (возможно, дополненная одностадийной реакцией окисления горючего с аррениусовской кинетикой при достаточно низкой температуре); расчёт переноса теплового излучения методом дискретного переноса (SOFIE) или методом конечных объёмов в рамках модели серого газа; образование сажи с заданной интенсивностью, пропорциональной скорости расходования горючего, или с помощью более сложной модели (Moss et al.), дополненной моделью окисления сажи; локально-одномерная теплопроводность в слое твёрдого горючего материала вместе с кинетической (простая одностадийная реакция) или тепловой (заданные температура воспламенения и скорость выгорания) моделью пиролиза.

Данному стандарту соответствует, например, модель, использованная в работе [55] (J.-L. Consalvi, B. Porterie, M. Coutin, L. Audouin, C. Casselman, A. Rangwala, S.G. Buckley, J.L. Torero, 2005), где использована тепловая модель пиролиза твёрдой фазы, а для скорости пиролиза используется выражение, аналогичное (149). В двумерной расчётной области воспроизведены условия собственного эксперимента [55] по распространению пламени вверх по вертикальной пластине ПММА (высоты 41 см, толщина 1.2 см). Двумерная постановка задачи использована в [57] (J.L. Consalvi, Y. Pizzo, B. Porterie, 2008) для расчёта распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности ПММА (высота 1.1 м, толщина 2.5 см). Расчётные зависимости $x_p(t)$, $Q'(x_p)$, $q''_{inc}(\xi)$, где $\xi = (x - x_p)/(x_f - x_p)$ сравниваются с собственными экспериментальными данными и результатами измерений [150], [180] и [199]. Как и в экспериментах, в расчётах имеет место ускоряющееся распространение турбулентного пламени при $x_p > 10$ см. Отметим, что как в [55], так и в [57] применяется тепловая модель пиролиза, в соответствии с которой газификация материала начинается и протекает при заданной температуре воспламенения.

В работах А.А. Шаклеина и др. [8, 30, 31, 32, 33, 34] (2013-2018) и в [112] (A.I. Kargov et al., 2018) также используется двумерная постановка задачи, реализованная в пакете OpenFOAM. Особенностью двумерной модели [182] (Shaklein A.A., 2019) является применение двухстадийной квази-глобальной схемы окисления газообразных продуктов пиролиза ПММА: на первой стадии мономер исходного полимера разлагается с образованием горючего газа с меньшей молекулярной массой, на второй происходит окисление горючего газа с образованием конечных продуктов (CO_2 и H_2O). Такая схема затем была использована в работах [14] (О.П. Коробейничев и др., 2019), [118] (O.P. Korobeinichev et al., 2019) и [119] (O. Korobeinichev et al., 2020). Двумерные расчёты,

выполненные в работе [54] (Y.Y. Chu, I.S. Wichman, 2019), отличаются тем, что в них учтено изменение формы поверхности слоя из-за выгорания материала (ПММА).

В работе [227] (J. Zhang, S. Dembele, J. Karwatzki, J.X. Wen, 2005) с помощью кода SOFIE выполнены трёхмерные расчёты с тепловой моделью пиролиза горючего материала и рассмотрены условия экспериментов [217] (Wu P.K., Orloff L., Tewarson A., 1996) и [158] (Qian C., Ishida H., Saito K., 1994). При этом показано, что использование узкополосной модели спектра теплового излучения и эффективного коэффициента поглощения, вычисленного по модели взвешенной суммы серых газов, даёт отличие расчётных тепловых потоков, не превышающее 18-24%, в то время как длительность вычислений возрастает в 4-5 раз.

В конце 2000-х годов для численного моделирования распространения турбулентного пламени по поверхности горючего материала начинается применение метода крупных вихрей. Одним из первых примеров является работа [122] (J.W. Kwon, N.A. Dembsey, C.W. Lautenberger, 2007), где использовалась ныне устаревшая версия FDS 4 и упрощённая модель пиролиза, в соответствии с которой скорость выгорания определяется аррениусовским выражением, зависящим от температуры поверхности. Попытка воспроизвести распространение пламени вверх по вертикальной поверхности пластины ПММА (высота 5 м, эксперимент [217] (Wu P.K., Orloff L., Tewarson A., 1996)) привела к значительному рассогласованию расчётной и экспериментальной зависимостей координаты фронта пиролиза и интегральной мощности тепловыделения от времени. В отличие от экспериментов [217], где наблюдался плавный рост указанных величин, расчёты [122] показывают резкий скачок, причина которого не была установлена.

Одновременно создавались и внедрялись в численные расчёты усовершенствованные модели пиролиза твёрдых горючих материалов. Важная роль модели пиролиза продемонстрирована в расчётах [87] (Z. Ghorbani, R. Webster, M. Lázaro, A. Trouve, 2013), где показано, что прогноз распространения пламени может сильно отличаться в зависимости от модельных параметров. Такое отличие становится особенно выраженным для обугливающихся материалов, скорость выгорания которых определяется термическим сопротивлением углистого слоя при сильном внешнем нагреве или кинетической пиролиза исходного полимера в случае малого внешнего теплового потока. Как следствие, полуэмпирическая модель пиролиза, откалиброванная по данным испытаний в конусном калориметре, может оказаться непригодной для расчёта распространения пламени по поверхности.

В настоящее время значительное количество опубликованных численных расчётов выполняется с помощью открытых кодов FDS [232] (NIST) и FireFOAM [231] (FM Global). В работах, выполненных в компании FM Global (США), расчётный код FireFOAM применён для расчёта турбулентного пламени вблизи вертикальной поверхности [173, 174] (N. Ren et al., 2013 и 2016), для моделирования развития пожара в помещении с вертикальными рулонами бумаги ([175] (N. Ren et al., 2016)) и в стеллажном хранилище при горении ящиков из гофрированного картона, см. [214] (Y. Wang et al., 2014) и [176] (N. Ren et al., 2017). В расчётах, выполненных с помощью FireFOAM в работах [223] (D. Zeinali et al., 2016) и [226] (D. Zeinali et al., 2019), воспроизводится распространение пламени вверх по вертикальным панелям MDF (древесноволокнистая плита средней плотности), образующим угол (Рис. 25). В работе [84] (K. Fukumoto, C. Wang, J. Wen, 2018) FireFOAM использован для расчёта распространения пламени вверх по вертикальной пластине ПММА (высота 5 м, ширина 0.6 м) в условиях крупномасштабного эксперимента [217] (Wu P.K., Orloff L., Tewarson A., 1996).

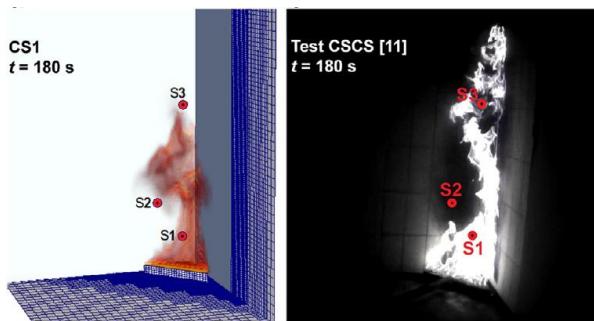


Fig. 4. The visualization of the corner fire from (a) FireFOAM simulation CS1 and (b) a footage from the experimental test CSCS [11]; see Fig. 1 for the locations of heat flux sensors S1 to S3 (●). Note that only sensor S1 is in the persistent flame zone.

Рис. 25. Визуализация результатов расчёта распространения пламени в угловой конфигурации и экспериментальная фотография [226] (D. Zeinali et al., 2019)

В каждой из перечисленных работ по результатам сравнения результатов расчётов и экспериментов внесены новые модификации в компоненты расчётного кода FireFOAM. В [174] (N. Ren et al., 2013 и 2016) отдано предпочтение пристенной подсеточной модели WALE (Wall-Adapting Local Eddy-viscosity) и показано, что для удовлетворительной точности расчёта конвективного потока на стенке требуется сеточное разрешение с поперечным размером ячейки не более нескольких мм. При этом отмечено значительное рассогласование расчётных и измеренных значений полного теплового потока на стенке в нижней части пламени, где оно ещё остаётся ламинарным, в отличие от области развитого турбулентного пламени, где доминирует лучистый тепловой поток. В работах [223, 226] (D. Zeinali et al., 2016 и 2019) показано, что учет

неравномерности плотности MDF-панелей позволяет улучшить согласие с экспериментом [224, 225] для мощности тепловыделения (отметим, что неоднородность других теплофизических свойств материала при этом не учитывается). Для более точного расчёта конвективного теплового потока от пламени к твёрдой поверхности в работе [226] (D. Zeinali et al., 2019) предложена специальная подсеточная модификация в граничном условии. В [175] (N. Ren et al., 2016) сформулирована специальная модель пиролиза и горения слоёв бумаги, в которой учтено расслоение с образованием термически тонкого листа, способного к быстрому сгоранию.

В тщательном исследовании [84] (K. Fukumoto, C. Wang, J. Wen, 2018) модифицированы способ аппроксимации конвективного теплового потока от пламени к стенке, модель диссипации вихрей для расчёта скорости расходования реагентов и тепловыделения в турбулентном диффузационном пламени, а также модель образования и окисления сажи в пламени. Чтобы предотвратить предсказываемое в расчёте (но не наблюдающееся в эксперименте) погасание пламени на нижнем участке пламени, авторы [84] ввели специальное выражение для скорости реакции горения в газовой фазе у передней кромки пластины. Предполагается, что все горючее, выделившееся в этой области, полностью сгорает в первой приповерхностной ячейке в течение одного шага по времени. Это приводит к увеличению конвективного теплового потока в этой области примерно на $7\text{--}10 \text{ кВт}/\text{м}^2$. Модификация модели диссипации вихрей EDC, заключающаяся в задании специального масштаба времени для ламинарного участка пламени, также позволяет улучшить согласие с экспериментом для конвективного теплового потока.

Современный опыт использования расчётного кода FDS для численного моделирования распространения пламени по поверхности твёрдых горючих материалов представлен в работах [154] (Park et al., 2018), где воспроизводится распространение пламени вверх по дискретным участкам с термически тонким слоем горючего материала и [230] (X. Zhu et al., 2019), где пламя распространяется вверх по волнистой поверхности.

В работе [16] (Е.А. Кузнецов, Е.С. Коковина, А.Ю. Снегирёв, 2017) трёхмерное моделирование распространения ламинарного и турбулентного пламени вверх по вертикальным поверхностям горючих материалов выполнено с помощью расчётного кода ANSYS Fluent и модели пиролиза Pyropolis [192].

1.4.3. Опыт применения тепловой модели пиролиза

Тепловая модель пиролиза использовалась при численном моделировании распространения пламени в работах [218, 219] (Yan Z., Holmstedt G., 1996, 1997), [129] M.J. Lewis, P.A. Rubini, J.B. Moss, 2000), [122] (Kwon J.W., Dembsey N.A., Lautenberger C.W., 2007), [55] (Consalvi J.-L. et al., 2005), [57] (Consalvi J.L., Pizzo Y., Porterie B., 2008) и [172] (Rauwoens P., 2010).

В [218] (Z. Yan, G. Holmstedt, 1996) описано две версии тепловой модели пиролиза. В первой из них скорость газификации задана в качестве граничного условия на основании обработки экспериментальных данных тестирования малых образцов материалов в конусном калориметре, а во второй – рассчитывается из закона сохранения энергии с учетом переменного теплового потока. В обоих случаях воспламенение происходит при достижении на поверхности определенной температуры, после чего температура поверхности остается постоянной. Отмечается, что второй вариант тепловой модели оказывается предпочтительным и позволяет в упрощенной форме описать зависимость скорости выгорания от величины падающего теплового потока. В [218] данный подход использован для полностью газифицирующегося (ПММА) и обугливающегося (ДСП) материалов. Рассмотрено развитие пожара в помещении с проёмом (материал стен – ДСП). В [219] (Z. Yan, G. Holmstedt, 1997) этот подход применён для численного расчёта распространения пламени вверх по поверхности ПММА (высота – 114 см, ширина – 4.5 см) в двумерной постановке. Авторы отметили, что значения теплофизических свойств горючего материала могут быть выбраны так, чтобы минимизировать невязку между расчётными и экспериментальными данными.

В работе [129] M.J. Lewis, P.A. Rubini, J.B. Moss, 2000) тепловая модель применена для расчёта распространения турбулентного пламени вверх по поверхности ПММА в условиях экспериментов [150] (L. Orloff, J. de Ris, G.H. Markstein, 1975) и [158] (C. Qian, H. Ishida, K. Saito, 1994). В первом случае рассмотрена вертикальная пластина (высота 1.57 м, толщина 4.5 см), а во втором – две вертикальные пластины, расположенные под прямым углом (высота 1 м, ширина 0.3 м, толщина 2 см). Для расчёта температуры поверхности до момента воспламенения использовано аналитическое решение вида (32). После воспламенения температура поверхности поддерживается постоянной (равной температуре воспламенения), а скорость газификации определяется из теплового баланса на поверхности, причём тепловой поток вглубь слоя

приближённо оценивается с помощью аналитического решения для термически толстого слоя. Такой подход позволяет обойтись без численного решения уравнения теплопереноса в слое материала.

В работе [55] (Consalvi J.-L. et al., 2005) тепловая модель пиролиза применена для двумерного расчёта распространения пламени вверх по поверхности пластины ПММА (высота 0.4 м, ширина 5, 10 и 15 см, толщина 1.2 см). В данной модели пиролиз начинается при достижении на поверхности температуры 630 К. В ходе пиролиза температура поверхности остаётся постоянной, а скорость выгорания определяется из теплового баланса на поверхности, в котором тепловой поток, направленный в слой материала, вычисляется в результате численного решения одномерного уравнения теплопроводности в слое. Аналогичный подход использован в работе [57] (Consalvi J.L., Pizzo Y., Porterie B., 2008), где выполнен расчёт распространения пламени вверх по поверхности пластины ПММА высотой 0.6 м, также в двумерной постановке.

Применение тепловой модели пиролиза в составе расчётного кода FDS 4 в работе [122] (Kwon J.W., Dembsey N.A., Lautenberger C.W., 2007) для расчёта распространения турбулентного пламени в условиях эксперимента [217] (вертикальная пластина ПММА, высота 5 м, ширина 0.58 м, толщина 2.5 см) привело к значительному отличию расчётной динамики роста мощности тепловыделения от экспериментальных данных. В расчётах мощность тепловыделения сначала значительно занижена относительно измеренной, а затем резко (скачкообразно) увеличивается до значений, которые оказываются выше экспериментальных.

Тепловая модель пиролиза в энталпийной формулировке применяется в работе [172] (Rauwoens P., 2010), где выполнено численное исследование распространение пламени вверх по вертикальным пластинам (высота до 10 см, пламя остается ламинарным).

Небольшое число модельных параметров и простота применения являются основными достоинствами тепловой модели. Приведенный обзор литературы показывает, что основные характеристики распространения пламени вверх по вертикальной поверхности могут быть достаточно точно воспроизведены при использовании тепловой модели. В то же время имеются примеры значительного рассогласования результатов расчётов, выполненных с помощью тепловой модели, и экспериментальных данных. Причины такого рассогласования и возможность модификации тепловой модели при сохранении её преимуществ остаются невыясненными. Это указывает на необходимость исследования области применимости тепловой модели в расчётах распространения пламени по поверхности горючих материалов.

1.4.4. Моделирование пожара в стеллажном хранилище

Пожары на высокостеллажных складах характеризуются очень быстрым развитием, трудно поддаются раннему обнаружению и тушению и приводят к значительному материальному ущербу. Быстрое развитие пожара обусловлено тем, что горючие предметы упорядоченно расположены в непосредственной близости друг от друга, а их концентрация очень велика. В случае появления очага пожара происходит быстрое воспламенение горючих материалов и стремительное распространение пламени по их поверхности. Интенсификация тепло- и массообмена внутри стеллажа связана с большой ролью переноса теплового излучения и наличием горизонтальных и вертикальных проемов и зазоров. Для таких конструкций отмечается существование эффекта дымовой трубы, обеспечивающего подвод воздуха по горизонтали и отвод продуктов сгорания вверх. Как следствие, достаточно быстро мощность тепловыделения может превысить несколько тысяч киловатт. Расположение извещателей и оросителей на большой высоте приводит к задержке их активации, а трудная доступность горящих поверхностей снижает эффективность пожаротушения. Все перечисленные факторы оказываются особенно выраженным в высокостеллажных хранилищах.

Наиболее часто численное моделирование динамики развития пожара в помещении выполняется в рамках метода «проектного» пожара, когда связь между скоростью пиролиза горючего материала и газофазным горением летучих не учитывается. Это предполагает априорное задание скорости роста мощности тепловыделения в очаге. Применительно к равномерному распределению пожарной нагрузки при условии симметричного расширения очага с постоянной скоростью зависимость мощности тепловыделения от времени в условиях растущего пожара аппроксимируется квадратичной зависимостью (правило t^2). Измерения динамики роста мощности тепловыделения при горении изолированных компактных объектов (таких как предметы мебели) также показывают применимость правила t^2 . В связи с этим квадратичная зависимость мощности тепловыделения от времени в условиях растущего пожара предусмотрена действующими стандартами, например, NFPA 72, 92B, 204M и др. для инженерных расчётов систем обнаружения, оповещения, вентиляции, дымоудаления и пожаротушения. При этом ожидаемая скорость роста мощности тепловыделения выбирается, как правило, на основании экспертных оценок путём отнесения к одной из стандартных категорий от медленной (slow) до сверхбыстрой (ultra-fast) [111] (B. Karlsson, J.G. Quintiere, 2000). Примером использования правила t^2 для оценки пожарной опасности стеллажных хранилищ является работа [201] (A.C. Trapp, A.S. Rangwala, 2015).

Стоит заметить, что мощность тепловыделения во время пожара на стеллажном хранилище обычно растет быстрее, чем по квадратичному закону, так как определяется не только свойствами пожарной нагрузки, но и способом ее хранения, ее геометрическими характеристиками, а также способом зажигания. В самом деле, в крупномасштабных испытаниях [221, 222] (H.-Z. Yu, P. Stavrianidis, 1990, 1991) правило t^2 не подтверждалось. Вместо этого скорость роста мощности тепловыделения была пропорциональна t^3 . Наиболее современные эксперименты и численные расчёты в работах [214] (Y. Wang et al., 2014) и [176] (N. Ren et al., 2017) подтверждают эту закономерность. Для аппроксимации скорости роста мощности тепловыделения при пожаре в высокостеллажном хранилище в работе [37] (N.J. Alvares et al., 1994) использована экспоненциальная зависимость от времени. Ещё более сильная зависимость от времени вида $\alpha \exp(\beta t)(a + bt)$ получена в работах [104, 105, 106] (H. Ingason, 1997, 2001, 2003), где исследовалось влияние размеров вертикальных зазоров на рост пожара в высокостеллажном хранилище.

Приведённый обзор показывает, что концепция проектного пожара недостаточна, а мощность пожара должна определяться в ходе численного моделирования. Выход за рамки концепции проектного пожара требует учёта тесной взаимосвязи и *совместного* моделирования тепло- и массопереноса как в слое горючего материала, так и в газовой фазе.

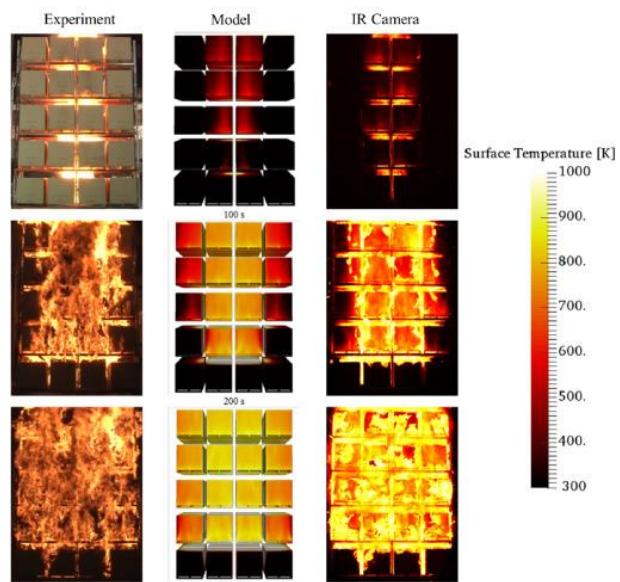


Рис. 26. Развитие пожара на высокостеллажном складе: сравнение эксперимента и численного моделирования с помощью FireFOAM [176]

В наиболее полной постановке современные модели для численных расчётов развития пожара учитывают конечную скорость реакций пиролиза, изменение структуры материала (обугливание, вспучивание, расслоение), см. [173, 175, 176, 214]. Эти работы выполнены с использованием FireFOAM в компании FM Global. В частности, в работе [214] (Y. Wang et al., 2014) приводятся расчеты развития пожара на высокостеллажном складе с картонными коробками. В работе [176] (N. Ren et al., 2017) дополнительно исследовано влияние деревянных поддонов. Установлено, что они мешают поступлению свежего воздуха в зазоры между коробками и воспламеняются позднее, чем картонные коробки, но увеличивают количество пожарной нагрузки. В результате оказывается, что скорость роста мощности тепловыделения оказывается меньше, чем в отсутствие поддонов [214], но увеличивается максимальное значение мощности тепловыделения.

В [176] представлена двухзонная модель пиролиза, имплементированная в FireFOAM и учитывающая расслаивание листов бумаги в рулоне под воздействием теплового потока, отделение тонких слоёв и их быстрое сгорание. Достигнуто удовлетворительное согласие с результатами крупномасштабных экспериментов. Пример результатов расчетов представлен на Рис. 26.

Расчёты [214, 176] выполнены для узкого круга горючих материалов и определенной конфигурации стеллажа, для которых откалиброваны использованные математические модели. Выполнение расчётов требует задания множества химических и физических свойств пожарной нагрузки и кинетических параметров реакции ее термического разложения. Многие из этих параметров, однако, могут оказаться неизвестными для других практически важных горючих материалов.

Примеры численного моделирования с использованием FDS включают работы [220, 93], большая часть из которых выполнена с использованием устаревших версий ПО. В работе [220] (P. Yang, X. Tan, W. Xin, 2011) с помощью FDS4 воспроизведена динамика развития пожара для одного стеллажа. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом для температуры внутри стеллажа и показано, что максимальная мощность тепловыделения может достигать 14 МВт. В работе [93] (K. Guedri et al., 2011) реализована улучшенная модель расчета переноса теплового излучения, с помощью которой показано, что доля лучистого теплового потока на поверхности пожарной нагрузки достигает 70%. Отмечается, что эмпирические корреляции для температуры и скорости внутри стеллажа, предложенные в [104] (H. Ingason, 2001), хуже воспроизводят экспериментальные данные, чем результаты численного моделирования.

Существующий опыт численного моделирования оставляет открытым вопрос о возможности использования упрощённой тепловой модели пиролиза пожарной нагрузки при прогнозировании динамики пожара в стеллажных хранилищах.

1.5. Выводы

Объектом исследования в данной работе является распространение турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности твёрдого горючего материала. Применительно к данному сценарию распространения пламени приведённый обзор литературы позволяет сделать следующие выводы.

1. Распространение пламени в направлении потока воздуха – наиболее быстрый и опасный механизм развития пожара. Данный сценарий распространения пламени определяется интенсивностью теплопередачи от пламени в зону прогрева горючего материала перед фронтом пиролиза и не зависит от скорости реакций окисления в газовой фазе (по крайней мере для турбулентного пламени).

2. При распространении пламени в направлении потока воздуха основным механизмом теплопередачи в зону прогрева является тепловой поток от газофазного пламени, направленный по нормали к поверхности. Продольным тепловым потоком в слое материала можно пренебречь.

3. Для распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности необугливающегося горючего материала (термопластики) характерно увеличение скорости распространения по степенному закону $V_p \sim x_p^n$, причём значение степени составляет 0.5-0.6 при горении термически тонкого слоя и увеличивается до 2/3-1 при горении термически толстого слоя. В последнем случае скорость выгорания материала в зоне пиролиза и тепловой поток из пламени к поверхности материала увеличиваются с высотой.

4. Экспериментальные данные для высоты пламени вблизи вертикальной поверхности аппроксимируются степенной зависимостью $x_f \sim x_p^n$, где для турбулентного пламени показатель степени близок к 2/3.

5. Соотношение конвективного и радиационного потоков на поверхности горючего материала определяется размером пламени. Если размер зоны пиролиза не превышает 0.2-0.3 м, то пламя остаётся ламинарным, и преобладает конвективный поток. Радиационный поток доминирует при достаточно больших размерах зоны пиролиза, обеспечивающих формирование развитого турбулентного пламени.

6. При распространении пламени вверх по вертикальной поверхности нижний участок пламени остаётся ламинарным даже при формировании развитого турбулентного пламени при больших размерах зоны пиролиза. Ламинарно-турбулентный переход сопровождается увеличением толщины и оптической плотности пламени, что приводит к смене доминирующего теплового потока с конвективного на радиационный.

7. Аналитическая теория распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности строится на соотношениях (38), (37) и использует тепловую теорию воспламенения (приложение [П1](#)). При этом предполагается прямолинейный фронт пиролиза, в то время как в экспериментах наблюдается значительное искривление фронта в зависимости от ширины горячей поверхности и условий бокового газообмена. Если образование углистого остатка не приводит к образованию плотного экранирующего слоя (например, при горении картона), то можно использовать аналитическую теорию, разработанную для термопластиков.

8. Современный стандарт численного моделирования распространения турбулентного пламени вверх по поверхности твёрдого горючего материала включает метод крупных вихрей для расчёта турбулентного течения газа, подсеточную модель диссипации вихрей и одностадийную глобальную реакцию окисления летучих для газофазного горения, приближённую модель для расчёта эмиссии, переноса и поглощения теплового излучения и модель термического разложения твёрдого горючего материала. Проблема численного расчёта теплового потока от пламени к поверхности горючего материала, если вблизи приповерхностной области присутствует фрагмент пламени, не разрешаемый на сетке, к настоящему времени не решена. Сложность заключается в возможной смене доминирующего теплового потока с лучистого на конвективный.

9. Тепловая теория воспламенения твёрдых горючих материалов представляет упрощённый и физически обоснованный метод для численного моделирования распространения пламени по поверхности. Несмотря на имеющийся опыт успешного применения тепловой теории, в литературе отсутствует её сравнение с результатами расчётов по кинетической теории и анализ области её применимости для численного моделирования распространения пламени.

10. Современная инженерная практика численного моделирования динамики пожара опирается на расчёт газофазного горения при заданной динамике мощности тепловыделения и скорости расширения очага пожара (раздельное моделирование, «проектный» пожар). В то же время, существующий опыт численных расчётов позволяет распространить совместное моделирование газофазного горения и термического раз-

ложении материала пожарной нагрузки на практически важные сценарии. Апробированная методика совместного численного моделирования указанных процессов доля прогноза динамики пожара с помощью расчётного кода FDS в настоящее время отсутствует.

2. Математическая модель

Fire Dynamics Simulator (FDS) – компьютерная программа с открытым кодом [144, 145, 146, 147], реализующая полевую модель развития пожара в помещениях и в открытом пространстве. FDS позволяет выполнить расчет диффузионного газофазного пламени, сложного, в том числе сопряжённого, теплообмена с учетом теплового излучения, теплопроводности в слое горючего материала и его пиролиза. FDS позволяет выполнить расчёт пожаротушения распыленной водой, определить время активации систем обнаружения и тушения пожара, а также обладает функционалом для имитации работы систем вентилирования и др. Основные компоненты модели изображены на Рис. 27.



Рис. 27. Компоненты модели FDS

С учётом цели данной работы приведём описание моделей газовой и твёрдой фазы, а также методов расчёта сопряжённого теплообмена между ними.

2.1. Модель газовой фазы

В основе FDS лежит численное решение уравнений Навье-Стокса в приближениях малых чисел Маха ($\text{Ma} < 0.3$) для многокомпонентной реагирующей среды. В состав модели входят следующие уравнения.

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = m_d''' , \quad (43)$$

где m_d''' – источник массы за счет испарения капель или газификации дисперсных частиц.

Уравнения переноса компонентов смеси:

$$\frac{\partial \rho Y_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_\alpha}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\mu}{Sc_\alpha} \frac{\partial Y_\alpha}{\partial x_j} + r_\alpha''' + m_{d,\alpha}''' , \quad (44)$$

где Y_α – массовая доля компонента α , μ – динамическая вязкость, Sc_α – число Шмидта, r_α''' – скорость образования компонента α в ходе химической реакции, $m_{d,\alpha}'''$ – источник массы компонента α за счет испарения капель.

Уравнения переноса импульса:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{i,j} + \rho g + f_{d,i} , \quad (45)$$

где P – полное давление, τ_{ij} – компоненты тензора касательных напряжений, g – ускорение свободного падения, $f_{d,i}$ – межфазный обмен импульсом.

Уравнение переноса энергии:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j h}{\partial x_j} = \frac{\partial P}{\partial t} + q_d''' - \frac{\partial q_j''}{\partial x_j} , \quad (46)$$

где h – энтальпия смеси, q_d''' – теплообмен с частицами дисперсной фазы (капель), q_j'' – тепловые потоки, обусловленные теплопроводностью, диффузией и тепловым излучением.

В данной работе дисперсная фаза не рассматривается ($m_d''' = 0$, $m_{d,\alpha}''' = 0$, $f_{d,i} = 0$, $q_d''' = 0$).

2.1.1. Существенно дозвуковое приближение

В рамках данного приближения давление может быть представлено в виде двух составляющих: фонового, P_0 , и динамического, p .

$$P(x, y, z, t) = P_0(t) + p'(x, y, z, t) , \quad (47)$$

причём фоновое давление P_0 не зависит от координат. При малых числа Маха ($\text{Ma} = a/c \ll 1$) перепад динамического давления оказывается намного меньше фонового давления: $\Delta p'/P_0 \sim \rho V^2 / (\rho \mathcal{R}T/M) \sim \gamma \text{Ma}^2 \ll 1$, где $a = \sqrt{\gamma \mathcal{R}T/M}$ – скорость звука, γ – показатель адиабаты. Поскольку $\Delta p' \ll P_0$, плотность газовой смеси можно вычислять подстановкой фонового давления в уравнение состояния:

$$\rho = \frac{P_0 M}{\mathcal{R} T}, \quad (48)$$

где $M = \left(\sum_{\alpha} Y_{\alpha} / M_{\alpha} \right)^{-1}$ – средняя молекулярная масса смеси. Таким образом, в существенно дозвуковом приближении плотность газа есть функция состава и температуры смеси, но не давления. Фоновое давление в негерметичном помещении или в открытом пространстве практически не изменяется во времени и пространстве и численно равно атмосферному.

В неподвижном газе, имеющем плотность окружающей среды ρ_0 , устанавливается статистическое давление $p_0(x, y, z)$, удовлетворяющее уравнению равновесия:

$$0 = -\frac{\partial p_0}{\partial x_j} + \rho_0 g_i \quad (49)$$

Подставляя равенство (47) в уравнение переноса и импульса (45) и вычитая из него равенство (49), получим:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{i,j} + (\rho - \rho_0) g_i + f_{d,i}. \quad (50)$$

Таким образом, для расчёта поля скорости необходимо определить поле избыточного динамического давления $p = p' - p_0$, расчёт которого выполняется так, чтобы удовлетворялось уравнение неразрывности (43) с учётом равенства (48). Особенности алгоритма, реализованного в FDS, обсуждаются ниже в разделе [2.1.4](#).

В приближении малых чисел Маха размер шага по времени можно увеличить, тем самым уменьшив общее время расчета. При расчете числа Куранта скорость звука не учитывается, а в условии КФЛ, обеспечивающем устойчивость расчета, используется скорость газа:

$$\delta t \frac{|\vec{u}|}{\Delta} < 1. \quad (51)$$

2.1.2. Моделирование турбулентного течения

Для моделирования турбулентного течения в FDS применяется метод крупных вихрей (LES), в рамках которого уравнения (43) – (46) осредняются по объёму ячейки сетки. В частности, осреднённое (отфильтрованное) уравнение переноса импульса (50) принимает вид:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{\tau}_{i,j} + \tau_{i,j}^{sgs}) + (\bar{\rho} - \rho_0) g_i, \quad (52)$$

где \tilde{u}_i – компоненты скорости, разрешаемые на сетке, $\tilde{\tau}_{i,j}$ и $\tau_{i,j}^{sgs}$ – компоненты тензоров разрешённых и подсеточных касательных напряжений.

Для определения тензора напряжений на подсеточном уровне используется концепция подсеточной вязкости. Полагается, что разрешенный тензор скорости сдвиговой деформации поля скорости линейно связан с анизотропной частью тензора напряжений:

$$\tilde{\tau}_{i,j} + \tau_{i,j}^{sgs} - \frac{1}{3} \tau_{k,k}^{sgs} \delta_{i,j} = -2(\mu + \mu_{sgs}) \left(\tilde{S}_{i,j} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right), \quad (53)$$

где $\tilde{S}_{i,j}$ – разрешенные на сетке компоненты тензора скоростей сдвиговых деформаций:

$$\tilde{S}_{i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (54)$$

В текущей версии FDS подсеточная вязкость по умолчанию определяется с помощью модели Дидорфа²⁴ [65]:

$$\mu_{sgs} = \rho C_v \Delta \sqrt{k_{sgs}}, \quad (55)$$

где

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 (\tilde{u}_i - \hat{u}_i)^2, \quad (56)$$

\tilde{u}_i – скорость, разрешаемая на сетке, \hat{u}_i – скорость, определяемая на расширенном сеточном шаблоне. Константа C_v принята равной 0.1 [144].

Коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии вычисляются с помощью равенств $\lambda_{sgs}/c_p = \mu_{sgs}/Pr_t$ и $\rho \mathcal{D}_{sgs} = \mu_{sgs}/Sc_t$, где Pr_t и Sc_t – турбулентные числа Прандтля и Шмидта (полагаются постоянными и равными 0.5).

²⁴ Помимо модели Дидорфа в FDS 6.6 реализованы модель Смагоринского (с постоянными и переменными коэффициентами), модель Времана и модель RNG.

Касательное напряжение на твёрдой поверхности определяется с помощью классического метода пристеночных функций²⁵ с линейным и логарифмическим профилем скорости в вязком подслое и за его пределами: $\tau_w = \rho u_\tau^2$, где $\tilde{u}/u_\tau = \min\left(y^+, (\ln y^+)/\kappa + B\right)$, $y^+ = yu_\tau/v$, y – расстояние до стенки, v – кинематическая вязкость, $\kappa = 0.41$ и $B = 5.2$. Подсеточная вязкость в пристеночной области вычисляется с помощью демпфирующего множителя ван Дриста: $\mu_{SGS} = \rho l_{SGS}^2 \tilde{S}$, где $l_{SGS} = C_s \Delta \left(1 - \exp(-y^+/A)\right)$, Δ – размер сеточной ячейки, $C_s = 0.2$, $A = 26$.

2.1.3. Уравнение переноса энталпии

Энталпия образования компонентов смеси складывается из стандартной энталпии образования отдельных компонентов и их тепловой энталпии:

$$h_\alpha = h_{f,\alpha}^0 + h_{T,\alpha} = h_{f,\alpha}^0 + \int_{T^0}^T c_{P,\alpha}(T) dT. \quad (57)$$

Уравнение переноса тепловой энталпии имеет вид:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}_T}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}_T}{\partial x_j} = \frac{dP}{dt} + \dot{q}''' - \frac{\partial q_j''}{\partial x_j}, \quad (58)$$

где

$$\dot{q}''' = - \sum_\alpha \dot{m}_\alpha''' h_{f,\alpha}^0 \quad (59)$$

– тепловыделение в объёме за счет горения.

$$q_j'' = \underbrace{-\left(\lambda + \lambda_{sgs}\right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}}_{\text{Теплопроводность}} + \underbrace{\sum_\alpha h_{T,\alpha} \left(\frac{\mu}{Sc_\alpha} + \frac{\mu_{sgs}}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_j}}_{\text{Диффузия}} + \underbrace{q_{r,j}''}_{\substack{\text{Тепловое} \\ \text{излучение}}} \quad (60)$$

– тепловые потоки, обусловленные теплопроводностью, диффузией и тепловым излучением.

Численный алгоритм, реализованный в FDS, существенно отличается от алгоритмов в других гидродинамических кодах. Уравнение переноса энталпии (58) не решается непосредственно для определения поля \tilde{h}_T , а используется, чтобы вычислить дивергенцию поля скорости. С учётом уравнения неразрывности

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \dot{m}_d''' , \quad (61)$$

²⁵ Кроме того, имеется возможность активации пристеночной модели WALE.

из равнения (58) следует, что:

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\tilde{h}_T \bar{\rho}} \left(\frac{d}{dt} (\bar{P} - \bar{\rho} \tilde{h}_T) + \dot{q}''' - \frac{\partial \dot{q}_j''}{\partial x_j} \right). \quad (62)$$

Эта величина играет ключевую роль при определении полей скорости и давления.

2.1.4. Поля скоростей и давления

Существенно дозвуковое приближение, лежащее в основе математического модели FDS, определяет процедуру расчета полей скоростей и давления. Установив связь между полем скорости и полем динамического давления, для которого решается параболическое уравнение.

Уравнение движения (52) записывается в виде:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + F_i + \frac{\partial H}{\partial x_i} = 0, \quad (63)$$

где F_i – компоненты вектора \vec{F} :

$$\vec{F} = -\tilde{\vec{u}} \times \vec{\omega} - \bar{p} \nabla \frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{1}{\bar{\rho}} ((\bar{p} - \rho_0) \vec{g} + \vec{f}_d + \nabla \bar{\tau}), \quad (64)$$

$\vec{\omega} = \nabla \times \tilde{\vec{u}}$ – вектор завихренности, H – модифицированное давление

$$H = \frac{\tilde{\vec{u}}^2}{2} + \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}}. \quad (65)$$

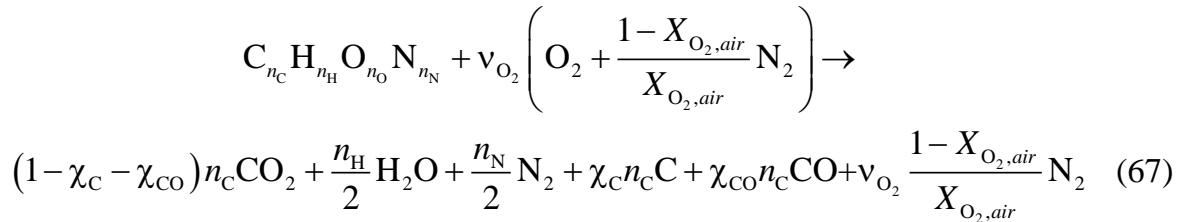
К уравнению (63) применяется оператор дивергенции, в результате чего получается уравнение Пуассона для поля H

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x_j \partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial F_j}{\partial x_j}, \quad (66)$$

где дивергенция поля скорости $\partial \tilde{u}_j / \partial x_j$ определяется равенством (62). Уравнение (66) решается численно методом быстрого преобразования Фурье. В результате достигается скорость вычислений, которая значительно превышает скорость работы других гидродинамических кодов.

2.1.5. Модель турбулентного горения

Рассматривается одностадийная и необратимая реакция окисления горючего:



где $X_{\text{O}_2, \text{air}}$ – объемная доля кислорода в воздухе,

$$v_{\text{O}_2} = n_{\text{C}} \left(1 - \chi_{\text{C}} - \frac{1}{2} \chi_{\text{CO}} \right) + \frac{n_{\text{H}}}{4} - \frac{n_{\text{O}}}{2}, \quad (68)$$

χ_{C} и χ_{CO} – доля атомов углерода, которая переходит в сажу и моноксид углерода в продуктах. Выход сажи и моноксида углерода (y_{C} и y_{CO}) в кг на кг горючего задаётся в исходных данных, а объемные доли вычисляются из соотношений: $y_{\text{C}} = \chi_{\text{C}} M_{\text{C}} / M_{\text{fuel}}$ и $y_{\text{CO}} = \chi_{\text{CO}} M_{\text{CO}} / M_{\text{fuel}}$.

Чтобы ускорить алгоритм расчета, уравнение переноса решается не для каждого компонента отдельно, а только для трех обобщенных компонентов²⁶: реагентов, воздуха и продуктов. Стехиометрическое уравнение реакции (67) записывается в виде:



Для каждого обобщённого компонента решается отфильтрованное уравнение переноса

$$\frac{\partial \bar{Z}_{\alpha}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{Z}_{\alpha}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{\text{Sc}_{\alpha}} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \right) \frac{\partial \tilde{Z}_{\alpha}}{\partial x_j} + \tilde{m}'', \quad (70)$$

после чего массовые доли отдельных компонентов \tilde{Y}_{α} получаются из массовых долей обобщенных компонентов \tilde{Z}_{Fuel} , \tilde{Z}_{Air} и $\tilde{Z}_{\text{Products}}$ с помощью матрицы массовых долей \mathbf{A} :

$$\begin{pmatrix} \tilde{Y}_{\text{fuel}} \\ \tilde{Y}_{\text{O}_2} \\ \tilde{Y}_{\text{N}_2} \\ \tilde{Y}_{\text{CO}_2} \\ \tilde{Y}_{\text{H}_2\text{O}} \\ \tilde{Y}_{\text{C}} \\ \tilde{Y}_{\text{CO}} \end{pmatrix} = \mathbf{A} \begin{pmatrix} \tilde{Z}_{\text{Fuel}} \\ \tilde{Z}_{\text{Air}} \\ \tilde{Z}_{\text{Products}} \end{pmatrix}. \quad (71)$$

²⁶ В документации FDS используется термин lumped species.

Для определения \tilde{m}_α''' используется модель турбулентного горения, необходимость в которой возникает из-за невозможности пространственного разрешения внутренней структуры фрагментов турбулентного пламени. В самом деле, разрешенные на сетке значения температуры и концентрации реагентов не соответствуют реальным значениям в зонах реакции. В этом случае использование кинетических функций для скорости химической реакции неоправданно.

В качестве модели турбулентного горения в FDS применяется модель диссипации вихрей, согласно которой время расходования реагентов определяется временем протекания химической реакции и временем подсеточного перемешивания. В данной работе предполагается, что скорость реакции достаточно велика, и скорость расходования реагентов и образования продуктов лимитируется скоростью подсеточного перемешивания реагентов.

Подсеточное время смешения вычисляется с учётом временных масштабов, характерных для диффузии, турбулентного перемешивания и естественной конвекции:

$$\tau_{mix} = \min\left(\frac{\Delta^2}{\mathcal{D} + \mathcal{D}_{sgs}}, 0.4 \frac{\Delta}{\sqrt{(2/3)k_{sgs}}}, \sqrt{2 \frac{\Delta}{g}}\right). \quad (72)$$

Тогда для бесконечно быстрой одностадийной необратимой реакции окисления горючего скорость расходования реагентов будет определяться по формуле:

$$\tilde{m}_{fuel}''' = -\rho \frac{\min(\tilde{Z}_{fuel}, \tilde{Z}_{air}/\sigma_{air})}{\tau_{mix}}, \quad (73)$$

где \tilde{Z}_{fuel} и \tilde{Z}_{air} – массовые доли обобщённых компонентов Fuel и Air, σ_{air} – массовый стехиометрический коэффициент компонента Air.

Мощность тепловыделения определяется с помощью равенства:

$$\dot{q}''' = -\sum_\alpha \dot{m}_\alpha''' h_{f,\alpha}^0, \quad (74)$$

где \dot{m}_α''' , $h_{f,\alpha}^0$ – скорость расходования (образования) и теплота образования обобщённого компонента α .

2.1.6. Моделирование теплового излучения

Динамика и структура пламени в значительной степени определяется процессами лучистого теплопереноса. При крупномасштабном пожаре на долю теплового излучения приходится до 30-40% всей выделяемой мощности [26, 144], что определяет

интенсивность теплового воздействия на отдаленные объекты. Модель теплового излучения применяется для расчёта радиационного теплового потока \bar{q}_r'' в уравнении (58).

В общем виде уравнение переноса теплового излучения записывается относительно спектральной интенсивности теплового излучения [144]:

$$\begin{aligned} \bar{s}\nabla I_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = & \underbrace{\kappa_\lambda(\vec{r})I_{b,\lambda}(\vec{r})}_{\text{Эмиссия}} - \underbrace{\kappa_\lambda(\vec{r})I_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}_{\text{Поглощение}} \\ & - \underbrace{\sigma_\lambda(\vec{r})I_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}_{\text{Рассеяние}} + \underbrace{\frac{\sigma_\lambda(\vec{r})}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(\vec{s}, \vec{s}') I_\lambda(\vec{r}, \vec{s}') d\vec{s}'}_{\text{Рассеянное излучение из других направлений}}, \end{aligned} \quad (75)$$

где $I_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ – спектральная интенсивность излучения при длине волны λ , \vec{s} – вектор направления распространения излучения, $\kappa_\lambda(\vec{r})$ и $\sigma_\lambda(\vec{r})$ – локальные коэффициенты поглощения и рассеяния, $I_{b,\lambda}(\vec{r})$ – эмиссия собственного излучения чёрного тела (функция Планка), $\Phi(\vec{s}, \vec{s}')$ – индикаторика рассеяния из направления \vec{s}' в направлении \vec{s} .

Уравнение (75) упрощается, если пренебречь рассеянием излучения²⁷:

$$\bar{s}\nabla I_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = \kappa_\lambda(\vec{r})(I_{b,\lambda}(\vec{r}) - I_\lambda(\vec{r}, \vec{s})). \quad (76)$$

Спектральные зависимости коэффициентов поглощения для газов описываются сложными функциями. Это стимулирует использование приближенных методов для зависимостей от длины волны. В FDS спектр делится на полосы, для каждой из которых записывается отдельное уравнение переноса:

$$\bar{s}\nabla I_n(\vec{r}, \vec{s}) = \kappa_n(\vec{r})(I_{b,n}(\vec{r}) - I_n(\vec{r}, \vec{s})), \quad (77)$$

где $I_n(\vec{r}, \vec{s})$, κ_n и $I_{b,n}(\vec{r}) = F_n(\lambda_{\min}, \lambda_{\max})\sigma T^4/\pi$ – интенсивность, эффективный коэффициент поглощения и эмиссия излучения, соответствующие полосе n , $F_n(\lambda_{\min}, \lambda_{\max})$ – доля интенсивности излучения абсолютно чёрного тела в полосе n . Полная интенсивность вычисляется суммированием по всем полосам:

$$I(\vec{r}, \vec{s}) = \sum_n I_n(\vec{r}, \vec{s}). \quad (78)$$

Данный подход в FDS называется моделью широкой полосы. Обычно в FDS задается 6 или 9 полос с соответствующим числом коэффициентов поглощения, определенным по выделенным спектральным полосам. Численное значение этих коэффици-

²⁷ Рассеяние на частицах сажи мало, так как размер частиц меньше длины волны излучения.

ентов табулированы как функции температуры и концентрации компонентов и рассчитаны с использованием узкополосной модели RadCal [94]. Вычислительные затраты растут пропорционально числу полос.

Несмотря на селективность излучения газообразных продуктов сгорания, наличие сажи сглаживает спектр, характерный для смеси. Если вклад сажи в тепловое излучение доминирует, то можно использовать так называемое «серое» приближение, что эквивалентно заданию только одной полосы. В рамках серого приближения эффективный коэффициент поглощения не зависит от длины волны, но зависит от температуры и состава смеси. Наибольшая ошибка такого приближения имеет место, если основным является вклад газообразных продуктов сгорания (CO_2 и H_2O).

Расчёт эмиссии излучения использует важное допущение об известной и наперёд заданной доле мощности тепловыделения, соответствующей эмиссии теплового излучения. Эмиссия излучения определяется по формуле:

$$\kappa I_b = C \frac{\kappa \sigma \tilde{T}^4}{\pi}, \quad (79)$$

где C – корректирующий коэффициент, вычисляемый так, чтобы приближённо обеспечить требуемое значение доли излучённой энергии f_r . В тех ячейках сетки, где проходит горение (критерием является выполнение неравенства $f_r q''' > 10 \text{ кВт/м}^3$), коэффициент C вычисляется следующим образом:

$$C = \min \left(100, \max \left(1, \frac{\sum_{q''>0} (f_r q''' + \kappa G) \Delta V}{\sum_{q''>0} 4 \kappa \sigma \tilde{T}^4 \Delta V} \right) \right), \quad (80)$$

где f_r – доля излученной энергии,

$$G = \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}) d\vec{s} \quad (81)$$

– интенсивность проходящего излучения со всех направлений. Если $f_r q''' < 10 \text{ кВт/м}^3$, то $C = 1$.

Значение доли излученной энергии задается априори на основании экспериментальных данных. Отметим, что глобальная доля излученной энергии может оказаться меньше заданной из-за того, что энергия, излученная пламенем, может быть поглощена продуктами сгорания. Поэтому доля излучённой энергии, полученная в расчёте, может несколько отличаться от значения, заданного в исходных данных.

Решение уравнения переноса излучения (77) применяется методом контрольных объемов. Для этого выполняется дискретизация телесного угла, как показано на Рис. 28. Азимутальный (θ) и полярный (ϕ) углы разбиваются, соответственно, на N_θ и

$N_\varphi = N_\varphi(\theta)$ направлений так, чтобы N_φ было кратно 4. Общее число дискретных направлений, $N_\Omega = \sum_{i=1}^{N_0} N_\varphi(\theta_i)$, задается в исходных данных. Распределение углов основано на эмпирических правилах, обеспечивающих одинаковые дискретные телесные углы $\delta\Omega^l = 4\pi / N_\Omega$ во всех направлениях.

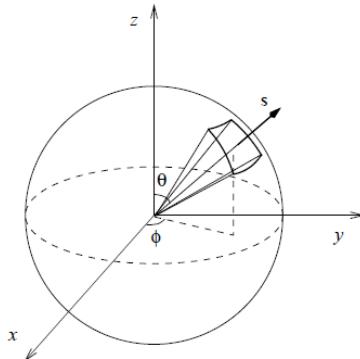


Рис. 28. Система координат, используемая для угловой дискретизации

По умолчанию используется 104 угловых направления. Это число выбрано на основании обширной валидации для крупномасштабных сценариев [144, 145, 147]. Если число дискретных угловых направлений недостаточно, то проявляется так называемый лучевой эффект (сильная угловая неравномерность интенсивности теплового излучения на большом удалении от локализованного источника).

Внутри каждого углового направления уравнение переноса излучения интегрируется по контрольному объему и углу:

$$\int_{\Delta\Omega^l} \int_{\Delta V_{i,j,k}} \vec{s} \nabla I(\vec{r}, \vec{s}) d\vec{r} d\vec{s} = - \int_{\Delta\Omega^l} \int_{\Delta V_{i,j,k}} \kappa_n(\vec{r}) (I(\vec{r}, \vec{s}) - I_b(\vec{r})) d\vec{r} d\vec{s}. \quad (82)$$

Применив к левой части уравнения (82) теорему Остроградского-Гаусса, получим интеграл по поверхности. В предположении равномерного распределения интенсивности излучения в пределах дискретного угла интеграл по поверхности аппроксируется суммой соответствующих выражений по всем граням ячейки:

$$\sum_{m=1}^6 A_m I_m^l \int_{\Omega^l} (\vec{s}' \cdot \vec{n}_m) d\vec{s}' = \kappa_{ijk} (I_{b,ijk} - I_{ijk}^l) \Delta V_{ijk} \delta\Omega^l, \quad (83)$$

где I_{ijk}^l – интенсивность излучения в направлении l , I_m^l – интенсивность излучения на m -й грани ячейки, $I_{b,ijk}$ – эмиссия излучения чёрного тела, $\delta\Omega^l$ – дискретный телесный угол, соответствующий направлению l , V_{ijk} – объем ячейки ijk , A_m – площадь m -й грани ячейки, \vec{n}_m – единичный вектор нормали к m -й грани ячейки.

Равенства (82) и (83) записываются для всех спектральных полос и формируют СЛАУ относительно I_{ijk}^l . Для расчета I_m^l , где m – грань ячейки, применяется противопоточная схема первого порядка. Быстродействие алгоритма определяется тем, что если в пространстве нет отражающих границ, то решение данной СЛАУ можно получить в один проход явным маршевым методом.

По интенсивности излучения вычисляется вектор лучистого теплового потока:

$$\vec{q}_r'' = \int_{4\pi} \vec{s} I(\vec{r}, \vec{s}) d\vec{s} \quad (84)$$

и его дивергенция

$$\nabla \vec{q}_r'' = \kappa (4\pi I_b - G), \quad (85)$$

где G – интенсивность проходящего излучения (81). Это значение затем используется в правой части уравнений (58) и (62).

2.1.7. Численная реализация

Для дискретизации уравнений в газовой фазе используется декартова сетка. Скалярные величины определяются в центрах ячеек, а векторные – на гранях. Аппроксимация производных по пространству выполняется с использованием схемы второго порядка точности. Для перехода на следующий шаг по времени используется схема предиктор-корректор, что обеспечивает второй порядок точности. На шаге предиктора конвективные слагаемые аппроксимируются противопоточной схемой, а на шаге корректора – схема вниз по потоку.

Появление численных осцилляций подавляется с помощью ограничителя. В FDS применяется процедура уменьшения полной вариации (Total Variation Diminishing, TVD). По умолчанию, в FDS при выполнении LES расчётов используется ограничитель Superbee [144, 145].

В существенно дозвуковом приближении уравнения сохранения энергии и массы связаны через дивергенцию поля скорости. Источниковые слагаемые в уравнении энергии входят в выражение для дивергенции скорости и учитываются при построении поля плотности, удовлетворяющего уравнению неразрывности. Поле модифицированного давления вычисляется посредством решения дискретного уравнения Пуассона, с использованием прямого (безытерационного) быстрого преобразования Фурье. По известным значениям плотности и давления из уравнения состояния вычисляется температура.

Код FDS записан на языке программирования Fortran. Программа считывает входные параметры из текстового файла, производит численное решение для основных уравнений и записывает указанные пользователем выходные данные в файлы. Версии программы доступны для Windows и Linux. Возможно использование многопроцессорных вычислений. Для визуализации результатов используется сопутствующая FDS программа SmokeView [83].

Порядок выполнения расчётов на многопроцессорном кластере излагается в приложении [П3](#).

2.2. Модель твёрдой фазы

Для расчета передачи тепла в слое твердого горючего материала решается одномерное уравнение теплопроводности (полагается, что тепло распространяется по нормали к поверхности):

$$c_s \rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + q''_{ch} + q''_r, \quad (86)$$

где T_s – температура твёрдого материала, c_s , ρ_s и λ_s – его теплоемкость, плотность и теплопроводность, q''_{ch} – выделение или поглощение тепла в химических реакциях, q''_r – поглощение теплового излучения в объёме слоя.

В граничном условии на нагреваемой поверхности учитываются конвективный q''_c и лучистый тепловые потоки q''_r :

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x}(0, t) = q''_c + q''_r \quad (87)$$

Для численного решения уравнения (86) используется схема Кранка-Николсона.

Решение трехмерного уравнения теплопроводности в FDS версии 6.6-6.7 доступно только для инертных материалов. С учётом малости продольного теплового потока в слое (см. обзор экспериментальных исследований в разделе [1.2](#), эта функция в данной работе не активировалась).

2.2.1. Прозрачность материалов для теплового излучения

Твердые материалы часто полагаются непрозрачными для теплового излучения. В этом случае полагается, что суммарный лучистый тепловой поток поглощается бесконечно тонком слое вблизи поверхности твердого материала и складывается из входящей и исходящей компоненты:

$$q''_r = q''_{r,in} - q''_{r,out}, \quad (88)$$

где

$$q''_{r,in} = \varepsilon \int_{\vec{s}' \cdot \vec{n}_w < 0} I_w(\vec{s}') |\vec{s}' \cdot \vec{n}_w| d\Omega, \quad q''_{r,out} = \varepsilon \sigma T_w^4, \quad (89)$$

T_w – температура поверхности твердого материала.

Проникновение теплового излучения на конечную глубину материала наблюдается для таких классов материалов, как термопластики. Для расчета переноса теплового излучения в слое твердого горючего материала в FDS используется двухпотоковый метод. Полагается, что интенсивность излучения на каждом шаге по пространству сохраняется внутри полусфер в «положительном» и «отрицательном» направлении. В частности, для интенсивности, переносимой в «положительном» направлении, уравнение переноса имеет вид:

$$\frac{1}{2} \frac{dI^+(x)}{dx} = \kappa_s (I_b - I^+(x)), \quad (90)$$

где x – расстояние от поверхности материала, κ_s – коэффициент поглощения:

$$\kappa_s = \sum_{\alpha=1}^{N_m} X_\alpha \kappa_{s,\alpha}, \quad (91)$$

здесь X_α – объемная доля компонента α . Уравнение для «отрицательного» направления имеет аналогичную форму.

Лучистый тепловой поток, распространяющийся в «положительном» направлении, тогда определяется уравнением (90)

$$\frac{1}{2} \frac{dq''^+(x)}{dx} = \kappa_s (\sigma T_s^4 - q''^+(x)) \quad (92)$$

Граничное условие на поверхности материала для уравнения (92) принимает вид:

$$q''^+(0) = q''_{r,in} + (1 - \varepsilon) q''^-(0) \quad (93)$$

Суммирование равенства (92) с соответствующим равенством для отрицательного направления даёт источниковый член q''_r , входящий в правую часть уравнения (86):

$$q''_r(x) = \frac{dq''^+(x)}{dx} + \frac{dq''^-(x)}{dx} \quad (94)$$

Излучательная способность поверхности материала ε считается постоянной.

2.2.2. Конвективный тепловой поток на твердой поверхности

Для оценки конвективного теплового потока на поверхности твердого материала в FDS по умолчанию используется приближенная формула:

$$q''_c = \alpha (\tilde{T} - T_w), \quad (95)$$

где T_w – температура стенки, \tilde{T} – разрешённая температура в пристеночной ячейке.

Коэффициент теплоотдачи вычисляется следующим образом²⁸:

$$\alpha = \max\left(\frac{\lambda}{\Delta_n/2}, \frac{\lambda}{L} \max(1, \text{Nu})\right), \quad (96)$$

где первый аргумент активируется на достаточно мелкой сетке, а второй использует эмпирические корреляции для числа Нуссельта при турбулентной конвекции. В случае естественной конвекции у вертикальной поверхности $\text{Nu} = 0.13(\text{Gr Pr})^{1/3} = C |\tilde{T} - T_w|^{1/3}$, где $C = 1.31 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^{4/3})$. В качестве масштаба длины принимается $L = 1 \text{ м}$. Если размер приповерхностной ячейки по нормали к поверхности Δ_n достаточно мал, то $\alpha = \lambda / (\Delta_n / 2)$ и

$$q''_w = -\lambda \frac{T_w - \tilde{T}}{\Delta_n / 2}. \quad (97)$$

В качестве альтернативы возможно задание линейного профиля температуры $T^+ = \text{Pr} y^+$ внутри вязкого подслоя ($y^+ \leq 11.8$) и логарифмического $T^+ = (\text{Pr}_t \ln y^+) / \kappa + B_T$ за его пределами ($y^+ > 11.8$). Это аналогично расчету касательного напряжения. В приведённых соотношениях $T^+ = (\tilde{T} - T_w) / T_\tau$ – безразмерная температура в центре приповерхностной ячейки, $T_\tau = q''_w / (\rho c_p u_\tau)$, $B_T = (3.85 \text{Pr}^{1/3} - 1.3)^2 + 2.12 \ln \text{Pr}$. Коэффициент теплоотдачи, используемый в формуле (95), принимает вид:

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_\tau}{T^+}. \quad (98)$$

Использование линейного профиля температуры при малых значениях y^+ приводит к равенству (97).

²⁸ Этот алгоритм был использован в версии FDS 6.6 (2017), с помощью которой были получены результаты, представленные в данной работе.

То есть, если приповерхностные ячейки оказываются малы (их размер по нормали к поверхности), то оба способа расчёта коэффициентов теплоотдачи становятся одинаковыми. Тепловой поток на поверхности тогда вычисляется по формуле (97) с учётом температурного градиента, разрешаемого на сетке. На крупных сетках тепловой поток моделируется с помощью эмпирических формул (96) или логарифмического профиля для T^+ в равенстве (98).

2.2.3. Пиролиз горючего материала

Кинетическая модель

Будем называть кинетической такую модель пиролиза горючего материала, которая учитывает конечную скорость разложения, зависящую от локальной температуры и массовой доли исходного материала. Кинетическая модель, реализованная в FDS, использует на следующие допущения.

1. Газообразные продукты пиролиза (летучие), формирующиеся внутри объема материала, мгновенно переносятся к его поверхности. Это допущение позволяет не рассматривать перенос летучих внутри твердого материала.
2. Твердый материал и летучие находятся в локальном тепловом равновесии (имеют одинаковую температуру).

В состав твердого горючего материала может входить несколько компонентов, для каждого из которых можно задать реакцию термического разложения. В качестве продуктов реакции могут образовываться как газообразные летучие, так и твёрдый остаток.

Локальное значение плотности компонента α определяется уравнением:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_s|_{t=0}} \right) = - \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha}} r_{\alpha,\beta} + S_\alpha, \quad (99)$$

где $N_{r,\alpha}$ – количество реакций, протекающих с участием компонента α , $r_{\alpha,\beta}$ – скорость расходования или образования компонента α в реакции β , $\rho_s|_{t=0}$ – начальная плотность слоя материала, S_α – скорость воспроизведения компонента α в результате реакций с участием других компонентов.

Скорость химической реакции зависит от локальных значений плотности исходного вещества и температуры:

$$r_{\alpha,\beta} = \left(\frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_s|_{t=0}} \right)^{n_{\alpha,\beta}^s} X_{O_2}^{n_{\alpha,\beta}^{O_2}} A_{\alpha,\beta} \exp\left(-\frac{E_{\alpha,\beta}}{RT_s}\right) \quad (100)$$

где $n_{\alpha,\beta}^s$ и $n_{\alpha,\beta}^{O_2}$ – порядки реакции, $A_{\alpha,\beta}$ – предэкспоненциальный множитель, $E_{\alpha,\beta}$ – энергия активации, $X_{O_2}(x)$ – объемная доля кислорода в слое материала.

Расходование или образование компонента α в результате всех реакций определяется соотношением

$$S_\alpha = \sum_{\alpha'=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha'}} v_{\alpha,\alpha',\beta} r_{\alpha',\beta}, \quad (101)$$

где $v_{\alpha,\alpha',\beta}$ – массовая доля компонента α , образующегося в результате участия компонента α' в реакции под номером β . Скорость образования летучих продуктов разложения компонента γ (масса летучих, образующихся в единице объёма в единицу времени) равна

$$m_\gamma''' = \rho_s|_{t=0} \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha'}} v_{\gamma,\alpha,\beta} r_{\alpha,\beta} \quad (102)$$

Поскольку летучие мгновенно оказываются на поверхности материала, то расход летучих на поверхности равен:

$$m_\gamma'' = \int_0^L m_\gamma'''(x) dx, \quad (103)$$

где L – толщина слоя твердого материала.

Тепловой эффект реакций, протекающих в слое материала, равен:

$$q_{ch}''' = -\rho_s|_{t=0} \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha'}} r_{\alpha,\beta}(x) \Delta h_{\alpha,\beta}, \quad (104)$$

где $\Delta h_{\alpha,\beta}$ – теплота реакции β в расчёте на единицу массы компонента α . Значение q_{ch}''' учитывается в правой части уравнения (86).

При использовании кинетической модели пиролиза FDS уравнение (86) решается совместно с уравнением (99), в результате чего вычисляется массовый поток летучих (103), которые выполняют роль горючего газа в газофазном диффузационном пламени.

Тепловая модель

В качестве альтернативы предлагается *тепловая (упрощенная)* модель пиролиза. В этом случае скорость реакции термического разложения горючего материала полагается равной нулю до того момента, когда температура поверхности достигнет критического значения (температуры воспламенения T_{ign}). После этого газификация материала происходит с постоянной заранее определенной скоростью выгорания m'' . При

этом в слое материала решается одномерное уравнение теплопроводности (86) в отсутствие источников.

Таким образом, в тепловой модели уравнения (99)-(103) не используются, поскольку скорость выгорания m'' полагается равной нулю до тех пор, пока температура поверхности не достигает T_{ign} и устанавливается равной наперёд заданному значению, если температура поверхности равна или превышает T_{ign} . Чтобы учесть значительный рост температуры поверхности для материалов, разлагающихся с образованием углистого остатка, расчет уравнения теплопроводности не останавливается после воспламенения. Затраты тепла, связанные с газификацией материала, учитываются в граничном условии на поверхности: для этого тепловой поток, поступающий вглубь слоя материала, снижается на величину $\Delta h_g m''$, где Δh_g – теплота газификации.

Чтобы учесть конечную толщину слоя, вводится величина τ_b , описывающая время полного выгорания материала. По истечении времени τ_b после воспламенения скорость выгорания полагается равной нулю. Численное значение времени выгорания связано с толщиной слоя материала δ и скоростью его выгорания m'' следующим соотношением:

$$\tau_b = \frac{\rho_s|_{t=0} \delta}{m''}. \quad (105)$$

Применение тепловой модели распространения пламени по горючей поверхности требует задания следующих параметров (свойств горючего материала): температура воспламенения T_{ign} , скорость выгорания m'' , время выгорания τ_b и теплота газификации Δh_g . Кроме того, требуется задание плотности, теплоёмкости и теплопроводности горючего материала, которые в данной модели полагаются постоянными.

3. Разработка и апробация методики совместного численного моделирования пиролиза и газофазного горения

Цель данной части работы – оценка достоверностей и апробация компонентов модели, используемых для численного моделирования распространения пламени по поверхности твёрдых горючих материалов. В данном разделе представлено решение следующих задач.

1. Естественно-конвективное пламя над горизонтальной поверхностью при заданном расходе горючего.
2. Естественно-конвективное пламя у вертикальной стенки при заданном расходе горючего.
3. Пиролиз горючего материала в инертной атмосфере при заданном внешнем тепловом потоке.
4. Зажигание и горение горизонтальных пластин горючего материала под действием внешнего теплового потока.
5. Зажигание и горение вертикальных пластин горючего материала в отсутствие внешнего нагрева.

В задачах 1-3 тепловая обратная связь между пиролизом материала и газофазным горением летучих отсутствует. Решение этих задач позволяет *по отдельности* оценить точность расчета структуры и динамики пламени при заданном расходе горючего (модель газовой фазы) и скорости пиролиза материала при заданном тепловом потоке (модель твёрдой фазы). При решении задач 4-5 пиролиза материала и газофазное горение летучих моделируются *совместно*. Достоверность полученных результатов оценивается на основании сравнения с опубликованными экспериментальными данными.

Результаты тестирования эффективности параллелизации FDS для данного класса задач (а также рекомендации по запуску FDS) на ресурсах СКЦ «Политехнический» приводятся в приложении [П4](#).

3.1. Естественно-конвективное турбулентное диффузионное пламя

3.1.1. Пламя над горизонтальной поверхностью

Апробация разных версий FDS для расчёта естественно-конвективного турбулентного диффузионного пламени над горизонтальной горелкой продолжает исследования, выполненные в работах [29, 23, 10, 187, 188]. Обзор работ по апробации FDS содержится в [146]. В этих работах воспроизводится горение газообразного горючего (метана, пропана и др.) над горелкой с заданным расходом и выполняется сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными [86, 193, 142, 101, 216]. Важность адекватного расчёта структуры пламени обусловлена тем, что она определяет тепловой поток на поверхности горючего материала.

В данной работе рассмотрены условия эксперимента [101] (S. Hostikka, K.B. McGrattan, A. Hamins, 2003) по горению метана в неограниченном пространстве над плоской поверхностью круглой охлаждаемой пористой горелкой диаметром $D = 0.38$ м. Расход метана устанавливается так, чтобы обеспечить тепловую мощность пламени $\dot{Q} = 175$ кВт, что соответствует удельной мощности тепловыделения с единицы поверхности горелки²⁹ $1540 \text{ кВт}/\text{м}^2$. В расчётах применяются декартовы сетки с характерным размером ячеек Δ , удовлетворяющим условию $12 < D^*/\Delta < 70$, где $D^* = (\dot{Q}/\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g})^{2/5}$ – пространственный масштаб, характеризующий высоту пламени (ρ_0 , c_p , T_0 – плотность, теплоёмкость и температура окружающего воздуха). В расчётах горелка представлена квадратом, площадь которого равна площади круглой горелки, использованной в эксперименте [101]. Мгновенные распределения температуры в осевой плоскости пламени показаны на Рис. 29, а мгновенные изоповерхности объёмной мощности тепловыделения – на Рис. 30.

В согласии с экспериментом численные расчёты воспроизводят три характерных зоны в структуре пламени: непрерывное пламя, прерывистое пламя и тепловой факел [26]. Вблизи охлаждаемой поверхности горелки формируется холодное ядро, обогащённое горючим. Как и в предыдущей работе [29] (А.С. Цой, 2016), где использовалась более ранняя версия FDS, воспроизводится квазипериодическое формирование крупномасштабных вихревых структур над поверхностью очага (“puffing”). В соответствии с экспериментальными данными, частота отрыва указанных структур не зависит от

²⁹ Heat release rate per unit area (HRRPUA).

мощности пламени и уменьшается с увеличением диаметра очага: $f = 0.5\sqrt{g/D}$ [26]. Для рассматриваемого сценария ($D = 0.38$ м) это соответствует периоду колебаний 0.4 с, что согласуется с длительностью одного цикла, представленного на Рис. 30.

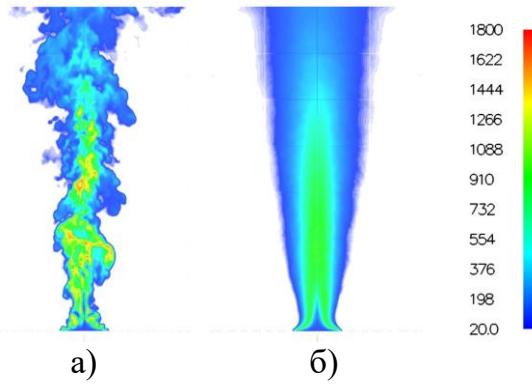


Рис. 29. Пламя над поверхностью квадратной газовой горелки (сторона квадрата 0.337 м, мощность тепловыделения 175 кВт, количество ячеек сетки 16 млн). Температура в осевой плоскости: а) – мгновенная; б) – средняя. Температурная шкала (справа) в градусах Цельсия



Рис. 30. Пламя над поверхностью квадратной газовой горелки (сторона квадрата 0.337 м, мощность тепловыделения 175 кВт, количество ячеек сетки 16 млн). Мгновенные изоповерхности объемной мощности тепловыделения $200 \text{ кВт}/\text{м}^3$. Временной интервал между кадрами – 0.08 с

На Рис. 31 показаны осредненные по времени профили температуры $\langle \tilde{T} \rangle - T_0 = \Phi_1(z/\dot{Q}^{2/5})$ и скорости $\langle \tilde{w} \rangle = \Phi_2(z/\dot{Q}^{1/5})$ газа вдоль оси пламени, приведенные в координатах, позволяющих обобщить экспериментальные данные для пламён разной мощности. Красной пунктирной линией показаны корреляции, полученные в работе [142] (B.J. McCaffrey, 1979). На Рис. 31 также приведены результаты аналогичных расчетов, выполненных с использованием FDS и FireFOAM в работах [136] (G. Maragkos, B. Merci, 2017), [146] (FDS Validation Guide, 2019), [213] (Y. Wang, P. Chatterjee, J.L.de Ris,

2011). В Табл. 2 представлены параметры газовых горелок, задействованных в рассматриваемых экспериментах и расчетах.

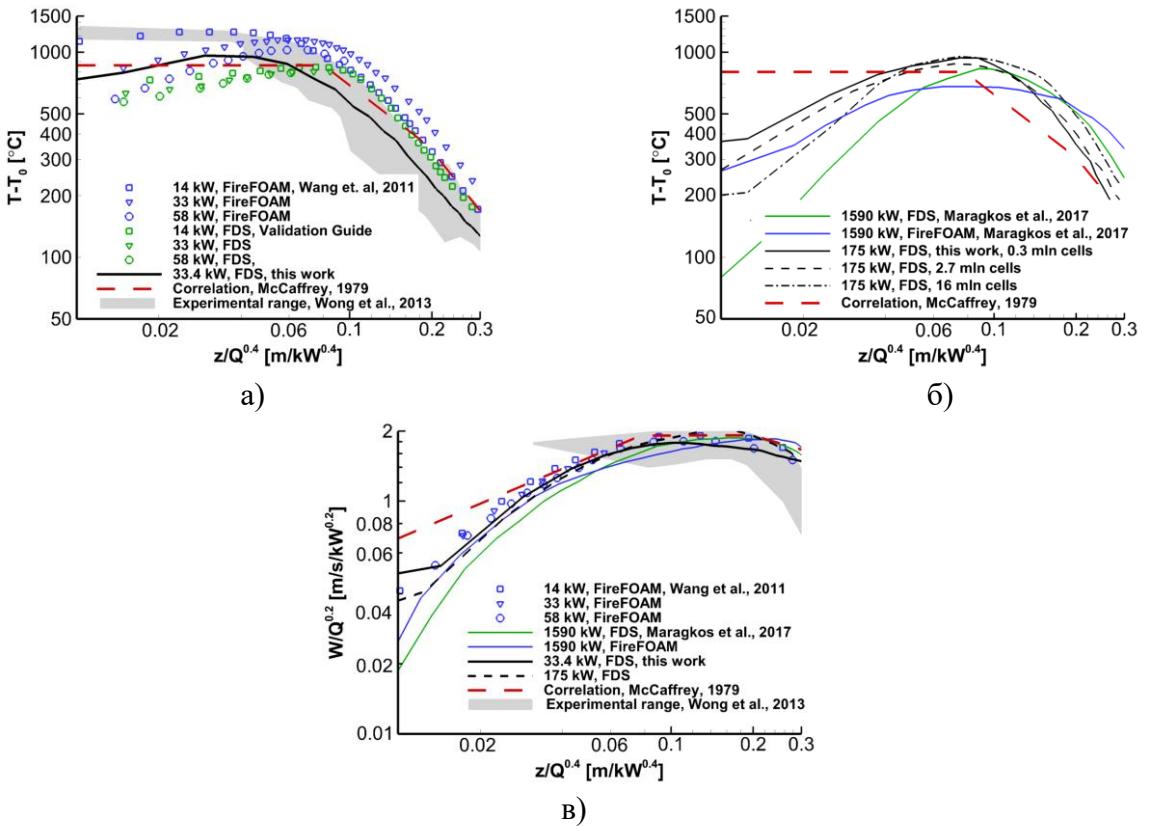


Рис. 31. Осреднённые по времени температура (а, б) и вертикальная скорость газа (в) на оси симметрии пламени. Постановка задачи соответствует эксперименту [101], приведены результаты расчетов данной работы, расчетов [213], [136], [146] и экспериментов [142], [216].

При сравнении результатов расчетов для горелок мощностью 33.4 кВт и 175 кВт замечено, что с увеличением мощности горелки температура газа вблизи ее поверхности уменьшается. Это объясняется тем, что протяженность холодного ядра, обогащенного горючим, увеличивается с увеличением расхода горючего. Влияние тепловой мощности пламени на вертикальную составляющую скорости менее выражено. Данного результата подтверждается экспериментальными данными [142] (B.J. McCaffrey, 1979), а также получен при валидации FDS [146] и FireFOAM [213] (см. Рис. 31, а, б, в).

Отметим, что для данных [142] (B.J. McCaffrey, 1979) (в отличие от [216] (W.C.-K. Wong, N.A. Dembsey, J. Alston, C. Lautenberger, 2013) не выполнена коррекция показаний термопар на излучение, поэтому ожидается, что представленные значения занижены относительно реальной температуры газа. С учетом среднеквадратичных отклонений (RMS), которые в данной работе (как и в [213], [136]) составляют до 400-500 °C, результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Табл. 2. Экспериментальные исследования и численные расчеты естественно-конвективного турбулентного диффузионного пламени (метан)

Ссылка	\dot{Q} , кВт	Площадь горелки, м ²	Форма горелки	f_r	D^*/Δ
Эксперименты					
[142] B.J. McCaffrey, 1979	14-58	0.09	квадрат	0.2	-
[216] W.C.-K. Wong et al., 2013	50, 75	0.09, 0.18	квадрат, прямоугольник	0.3	-
[101] S. Hostikka et al., 2003	0.42-175	0.00785 – 0.785	круг	0.1-0.19	-
Численные расчёты					
[213] Y. Wang et al., 2011	14-58	0.09	квадрат	0.2	12-24
[146] FDS Validation Guide, 2019	14-58	0.09	квадрат	0.17	5-20
[101] S. Hostikka et al., 2003	0.42-175	0.00785-0.785	круг	0.12-0.24	8-23
[136] G. Maragkos, B. Merci, 2017	1590-2610	1	круг	0.2	84-102
Данная работа	33.4-175	0.113	квадрат	0.15 (0.15-0.23)	12-70

Точность расчета переноса теплового излучения зависит от способа учёта спектральных свойств продуктов сгорания и от количества угловых направлений, используемых для дискретизации телесного угла. Чувствительность результатов расчётов к дискретизации телесного угла показана на Рис. 32. Видно, что при малом числе угловых направлений (Рис. 32, а) наблюдается лучевой эффект (сильно неравномерное распределение лучистого теплового потока). Увеличение числа угловых направлений, хотя и требует больших вычислительных затрат, приводит к заметному сглаживанию распределений лучистого теплового потока (Рис. 32, б и в). Следует отметить, что значимость лучевого эффекта невелика внутри пламени и в непосредственной близости от него. В связи с этим число лучей, используемое в FDS по умолчанию (104) представляется достаточным для расчёта лучистого теплового потока на поверхности горючего материала.

На Рис. 33 показано хорошее согласие результатов расчётов радиационного теплового потока, падающего на горизонтальную и вертикальную поверхности, с результатами измерений в экспериментах [101] (S. Hostikka, K.B. McGrattan, A. Hamins, 2003). Следует отметить, что использование серого приближения и многополосной модели

приводит к близким результатам. Это значит, что при надлежащем задании доли излучённой энергии серое приближение даёт достаточно точный прогноз создаваемых пламенем радиационных тепловых потоков.

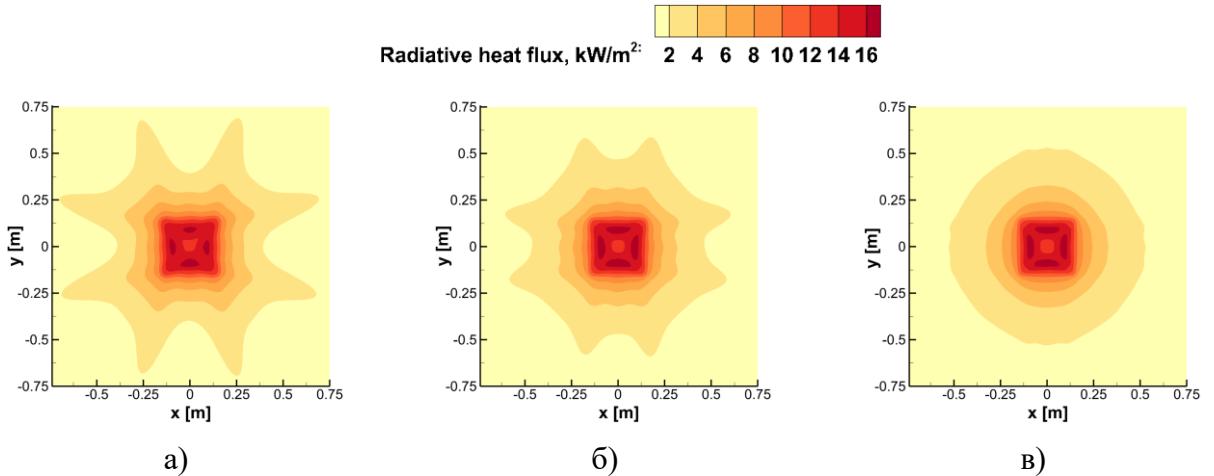


Рис. 32. Осредненное поле лучистого теплового потока в плоскости поверхности горелки (тепловая мощность 175 кВт, $D = 0.38$ м). Постановка задачи соответствует эксперименту [101]. Показано влияние числа дискретных угловых направлений: а) 50, б) 104, в) 312

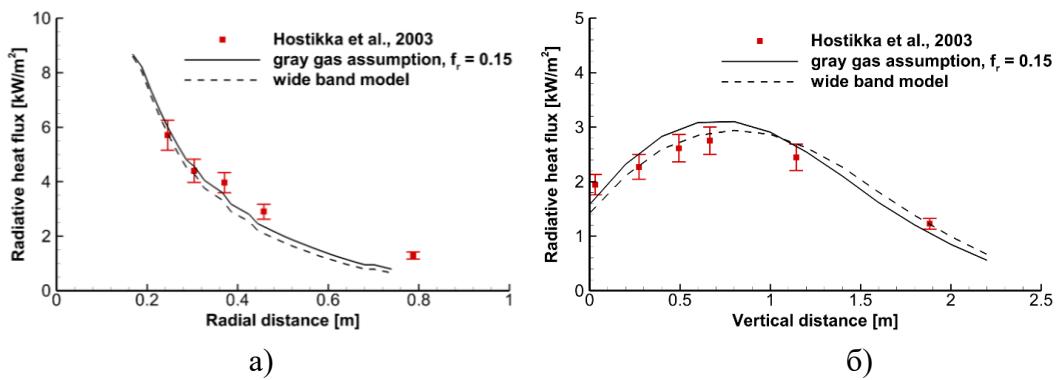


Рис. 33. Осредненные значения лучистого теплового потока вдоль радиального направления в плоскости поверхности горелки (а) и вдоль вертикальной координаты на расстоянии 0.732 м от оси пламени (б). Термовая мощность 175 кВт, $D = 0.38$ м. Постановка задачи соответствует эксперименту [101] (S. Hostikka, K.B. McGrattan, A. Hamins, 2003)

Можно заключить, что точность расчета как динамики и структуры турбулентного диффузионного пламени, так и генерируемых им лучистых тепловых потоков оказывается удовлетворительной. Причем достаточно хорошее воспроизведение измеренных лучистых потоков наблюдается даже при использовании приближения серого газа с заданной долей излученной энергии. Это позволяет значительно сократить время вы-

полнения вычислений. При этом для пространственного разрешения должны выполняться, как минимум, следующие требования: $D^*/\Delta > 20$, число дискретных угловых направлений – не менее 104.

3.1.2. Пламя у вертикальной стенки

Структура и динамика пламени у вертикальной стенки существенно отличается от пламени, формирующегося над горизонтальной поверхностью. Особую важность имеет точность расчёта теплопередачи от пламени к поверхности твердой стенки, поскольку именно тепловой поток, воспринимаемый поверхностью горючего материала, определяет скорость распространения пламени. В данной части работы воспроизводятся условия эксперимента [178, 179] (J. de Ris, G. Markstein, L. Orloff, P. Beaulieu, 1999, 2003), в котором турбулентное диффузионное пламя формируется вертикальной плоской пористой горелкой (см. Рис. 34), по поверхности которой равномерно распределён расход горючего газа (пропилен). В экспериментах горелка представляла собой набор отдельных элементов (высотой 0.132 м, шириной 0.38 м каждый), высота горелки регулировалась изменением их количества (до 10). Тепловая мощность горелки и расход горючего сохранялись постоянной вне зависимости от теплового потока на поверхности.

Результаты численного моделирования данного сценария с использованием FDS, представленные в текущем разделе и опубликованные в наших работах [115, 12, 13, 20, 137], сравниваются также с численным расчетом из [174] (N. Ren, Y. Wang, S. Vulfayea, A. Trouve, 2016). Отметим, в [174] что использовались модель и код FireFOAM, имеющие существенные отличия от FDS.

В расчетах задана плоская поверхность шириной 0.38 м, высотой 0.792 м, ориентированная вертикально. Через нее с заданным равномерным расходом подается пропилен ($m'' = 17.1 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$), тепловая мощность соответственно равна $\Delta h_c m'' = 838 \text{ кВт}/\text{м}^2$ (теплота сгорания пропилена, Δh_c , равна 49 кДж/г). Доля излученной энергии (f_r) была задана равной 0.25, как и в работе [174] (N. Ren, Y. Wang, S. Vulfayea, A. Trouve, 2016).

На Рис. 34 изображена расчётная область (высота 1.512 м, ширина 0.38 м, глубина 0.8 м). Как и в эксперименте, ниже и выше горелки (вплотную к ней и в одной с ней плоскости) заданы участки твердой стенки постоянной температуры (75 °C). Нижний участок имеет высоту 0.06 м, верхний – 0.66 м. Поверхность горелки и подаваемого

пропилена составляют 75 °С на протяжении всего расчета. Боковые грани расчетной области частично проницаемы для газа, вблизи горелки установлены теплоизолированные твердые стенки шириной 0.12 м. Расчетная область построена с учетом рекомендаций [174].

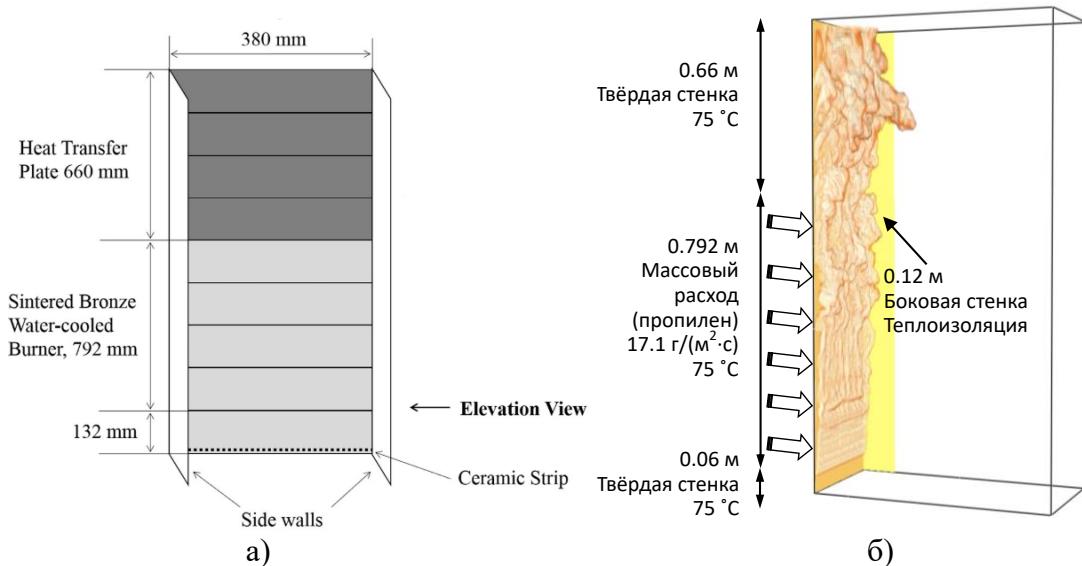


Рис. 34. Горелка, использованная в экспериментах [178, 179] (J. de Ris, G. Markstein, L. Orloff, P. Beaulieu, 1999, 2003) (а) и расчётная область с граничными условиями (б). Схема горелки заимствована из [174]. В расчётной области показана изоповерхность мощности тепловыделения 200 кВт/м³ и одна из двух боковых стенок

Одним из наиболее трудноразрешимых масштабов данной задачи оказывается толщина вязкого подслоя естественно-конвективного пограничного слоя у поверхности горелки. Можно ожидать, что она составляет около 1 мм, как оценено в работе [174] и измерено в [178, 179]. Ниже приведены результаты исследования влияния сеточного разрешения вблизи поверхности на точность расчета. Число ячеек сетки составляло от 13650 до 3578232. Внутри пристеночной области глубиной 0.12 м размер ячеек постоянен. Далее размер ячейки сетки по нормали к горелке постепенно растет. Размер ячейки сетки в приповерхностной области (по нормали к поверхности горелки), Δ_1 , составляет 2, 3, 5, 10 и 15 мм.

Далее показано (Рис. 35, а), что кинетическая энергия турбулентности на подсчеточном уровне уменьшается в след за увеличением сеточного разрешения. Для сеток с небольшой разрешающей способностью ($\Delta_1 > 5$ мм) замечен нефизичный рост k_{sgs} у твердой поверхности. При этом центры приповерхностных ячеек попадают в ло-

гарифмический слой ($y^+ > 11.8$). Для более подробных сеток формула для логарифмического профиля скорости не активируется, но наблюдается качественное воспроизведение расчетных значений из работы [174], где использовался код FireFOAM с пристеночной моделью WALE³⁰. Количественного согласия, однако, достигнуть не удалось.

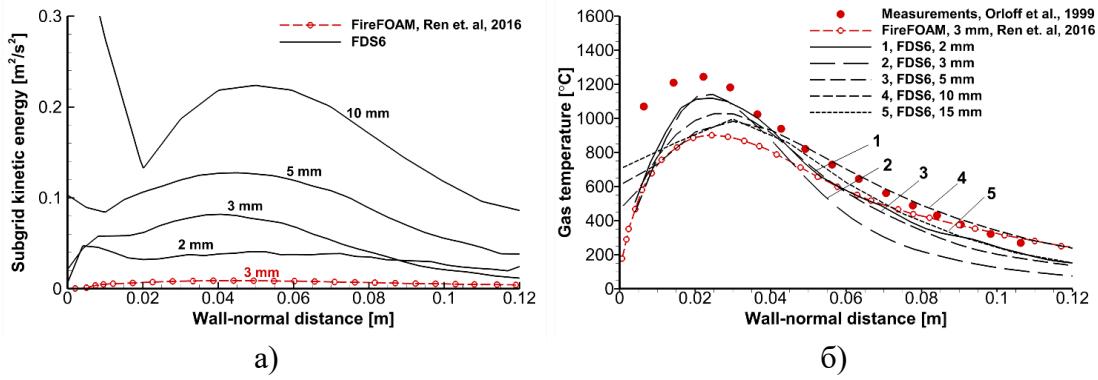


Рис. 35. Распределение осреднённой подсеточной кинетической энергии k_{sgs} (а) и разрешенной температуры газа (б) по нормали к поверхности в центральной плоскости на высоте 0.77 м над нижней кромкой горелки. Чёрные линии – расчёты в FDS6 с использованием пристеночных функций. Красная линия – расчёты в FireFOAM с использованием модели WALE [174] (N. Ren, Y. Wang, S. Viltayeau, A. Trouvé, 2016). Числами обозначен пристеночный шаг сетки по нормали к поверхности

В то же время, как показано на Рис. 35, б, расчётный профиль осреднённой по времени температуры газа, полученный на мелких сетках ($\Delta_1 \leq 3$ мм) с помощью FDS, лучше воспроизводит измеренные значения. Кроме того, для температуры газа (Рис. 35) и суммарного теплового потока (Рис. 36) наблюдается значительно меньшая (чем для осреднённой подсеточной кинетической энергии) чувствительность к расчётной сетке. Это связано с тем, что k_{sgs} , показанная на Рис. 35, оказывается меньше кинетической энергии турбулентности, разрешаемой на сетке. Кроме того, как показано на Рис. 37, в тепловом балансе на вертикальной стенке наибольшую роль играет лучистый тепловой поток. При заданной доли излученной энергии для лучистого теплового потока наблюдается слабая зависимость от сеточного разрешения.

На Рис. 36 показано, что имеет место удовлетворительное согласие расчётных и измеренных профилей суммарного теплового потока на поверхности. Радиационный и конвективный потоки по отдельности представлены на Рис. 37. Отметим, что ниже

³⁰ На момент публикации результатов этой части работы модель WALE не была включена в FDS.

приведены расчетные значения конвективного теплового потока, полученные с помощью равенства (96). Напомним, что в равенстве (96) выбор между эмпирическими формулами и разрешенным градиентом температуры основывается на размере ячейки сетки. Активация логарифмического и линейного профилей температуры (см. формулу (98)) не приводит к существенному изменению результатов. Для сеток с размером приповерхностных ячеек до 5 мм зависимости почти полностью совпадают.

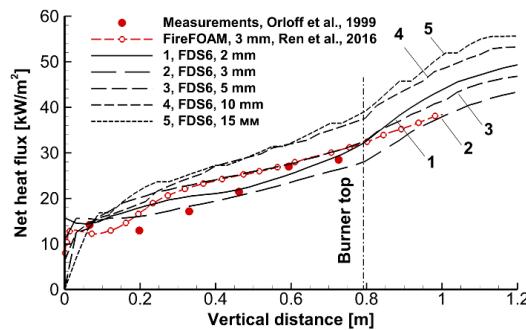


Рис. 36. Распределение суммарного теплового потока вдоль вертикальной координаты в центральной плоскости. Красные символы – экспериментальные данные [178], красная линия – расчет с помощью FireFOAM [174] (N. Ren, Y. Wang, S. Viltayeau, A. Trouvé, 2016), черные линии – расчет с помощью FDS

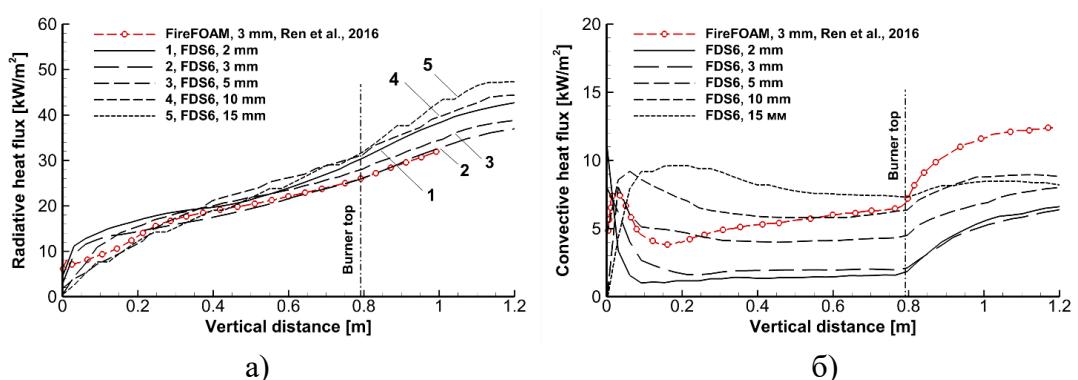


Рис. 37. Распределение тепловых потоков на поверхности вдоль вертикальной координаты в центральной плоскости: а) – радиационный поток; б) – конвективный поток (красная линия – FireFOAM [174] (N. Ren, Y. Wang, S. Viltayeau, A. Trouvé, 2016), черные – FDS)

Расчёты с помощью FDS показали, что расчётные значения конвективного потока на поверхности горелки (показаны на Рис. 37, б) уменьшаются по мере измельчения пристеночных ячеек сетки. В работе [174] (N. Ren, Y. Wang, S. Viltayeau, A. Trouvé, 2016) для аналогичных расчётов с помощью FireFOAM наблюдается обратная ситуация (Рис. 37, б). Можно сделать следующие выводы.

Во-первых, расчётные профили конвективного теплового потока на поверхности горелки слабо зависят от размера приповерхностных ячеек (по нормали к поверхности), если указанный размер не превышает 3 мм. Анализ результатов расчетов показал, что приповерхностные ячейки попадают внутрь вязкого подслоя. Это подтверждается тем, что в центрах этих ячеек выполняется неравенство для универсальной координаты: $y^+ < 11.8$. В противном случае, как показано на Рис. 37, б, значения расчетного конвективного теплового потока изменяются с увеличением размера приповерхностных ячеек.

Во-вторых, для достаточно мелких сеток, приближённо обеспечивающих сеточную сходимость, имеет место значительное (примерно в 4 раза, см. Рис. 38) отличие расчётных значений конвективного теплового потока на поверхности, полученных с помощью FDS в данной работе и с помощью FireFOAM в работе [174]. В самом деле, сетки с высоким пространственным разрешением позволяют рассчитать конвективный тепловой поток с использованием разрешенного значения градиента температуры, поскольку их центры попадают внутрь вязкого подслоя. То есть рассогласование с результатами [174] объясняется различием в дискретизации.

В-третьих, для более крупных сеток, при использовании которых в FDS применяется равенство (96), отличие расчётных значений конвективных потоков уменьшается и меняет знак (см. Рис. 38).

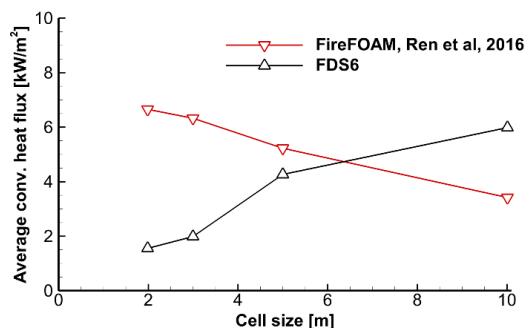


Рис. 38. Зависимость расчётных значений конвективного теплового потока на вертикальной оси поверхности горелки (на высоте 0.77 м над нижней кромкой горелки) от приповерхностного шага сетки. Красная линия – расчет с помощью FireFOAM [174] (N. Ren, Y. Wang, S. Vilfayeau, A. Trouvé, 2016)

В отсутствие результатов измерений конвективной составляющей теплового потока приведённые расчёты не позволяют количественно оценить точность расчёта конвективного теплового потока на поверхности горелки. Однако, поскольку в рассматри-

ваемом случае вклад конвективного потока мал по сравнению с вкладом радиационного потока, возможная погрешность расчёта конвективного потока слабо влияет на расчётное значение суммарного теплового потока, показанного на Рис. 37, а.

Можно заключить, что благодаря доминирующей роли радиационного теплового потока и фиксированной доле излучённой энергии расчётные значения теплового потока, воспринимаемого поверхностью горелки, слабо зависят от расчётной сетки. Отметим, что численное значение доли радиационной энергии $f_r = 0.25$, использованное как в работе [174], так и в данной работе, оказывается меньше значений, измеренных в экспериментах для пропилена. Более высокие значения f_r , встречающиеся в литературе, объясняются образованием большого количества сажи при сгорании данного горючего. Фактически, это означает, что доля излученной энергии выступает в качестве калибровочного параметра и должна быть подобрана таким образом, чтобы получить согласие с измеренными значениями. Использование такого упрощенного подхода, как приближение серого газа дает значительное преимущество, позволяя использовать сетки с невысоким пространственным разрешением, снижая тем самым вычислительные затраты. Его применение, однако, оправданно только при доминировании лучистого теплового потока на всей высоте зоны пиролиза и зоны прогрева.

3.2. Газификация горючего материала при нагреве внешним тепловым потоком

Апробацию модели твёрдой фазы, которая включает уравнение переноса тепла в слое горючего материала и модель его термического разложения удобно выполнять для экспериментальных условий, когда известен внешний тепловой поток, падающий на поверхность материала. Такая постановка задачи позволяет не использовать модель газовой фазы. В данной части работы для апробации модели твёрдой фазы используются полученные в работе [195] (S.I. Stolarov, S. Crowley, R.E. Lyon, G.T. Linteris, 2009) экспериментальные данные по газификации пластин полимерных материалов в атмосфере инертного газа, исключающей воспламенение летучих, а также результаты измерений времени задержки пилотного воспламенения летучих в воздухе, опубликованные в работах [42, 195]. Результаты апробации FDS для такого сценария были представлены в [23, 24] (О.Б. Омельченко, Е.С. Маркус и др., 2019).

В работе [195] (S.I. Stolarov et al., 2009) выполнены эксперименты по пиролизу полностью газифицирующихся термопластиков при нагреве пластин внешним тепло-

вым потоком от конусного нагревателя в инертной атмосфере, исключающей окисление летучих и появление газофазного пламени. Пластина горючего материала (полиметилметакрилат, ПММА и полистирол, ПС) нагревается постоянным тепловым потоком (24, 49 и 73 кВт/м²), нагреватель в виде конуса обеспечивает равномерность теплового потока на поверхности образца. Образец материала (длина 10 см, ширина 10 см, толщина 8-10 мм, теплофизические свойства см. в Табл. 3) располагается горизонтально на теплоизолирующей подложке (толщина 25 мм, плотность 120 кг/м³, теплопроводность 0.08 Вт/(м·К), теплоёмкость 840 кДж/(кг·К)).

Табл. 3. Теплофизические свойства ПММА и ПС [195]

	Обозначение	ПММА	ПС
Плотность, кг/м ³	ρ_s	1200	1030
Степень черноты поверхности	ε	0.85	0.9
Коэффициент поглощения, 1/м	κ_s	2700	2700
Теплопроводность, Вт/(м·К)	λ_s	$-0.01 + 4.7 \cdot 10^{-4}T,$ $T < 403 \text{ К}$ $0.01 + 4 \cdot 10^{-4}T,$ $T \geq 403 \text{ К}$ $-1330 + 8.6T,$ $T < 403 \text{ К}$ $1120 + 2.4T,$ $T \geq 403 \text{ К}$	$-0.02 + 5.5 \cdot 10^{-4}T,$ $T < 421 \text{ К}$ $0.2 + 0.6 \cdot 10^{-4}T,$ $T \geq 421 \text{ К}$ $-660 + 6.4T,$ $T < 421 \text{ К}$ $1710 + 0.7T,$ $T \geq 421 \text{ К}$
Теплоемкость, кДж/(кг·К)	c_s	870	1000
Теплота газификации, кДж/кг	Δh_g	$8.5 \cdot 10^{12}$	
Предэксп. фактор, 1/с	A	188	247
Энергия активации, кДж/моль	E_a	1	1
Порядок реакции	n	0	0
Массовая доля твёрдого остатка	v_r		

В расчетах, выполненных в раздельной постановке, моделирование газовой фазы не выполнялось, температура окружающей среды полагалась равной 20 °C. На лицевой поверхности пластины задан постоянный падающий радиационный тепловой поток. Степень черноты поверхности пластины полагали равным 0.85, коэффициент конвективной теплоотдачи – 8.2 Вт/(м²·К).

На Рис. 39 показаны результаты численного расчёта газификации пластин ПММА и ПС с использованием FDS и сравнение с результатами численного моделирования с использованием других расчётных кодов³¹: ThermaKin [195] (S.I. Stoliarov et al., 2009) и IRSN ISIS [49] (Boyer G., 2017).

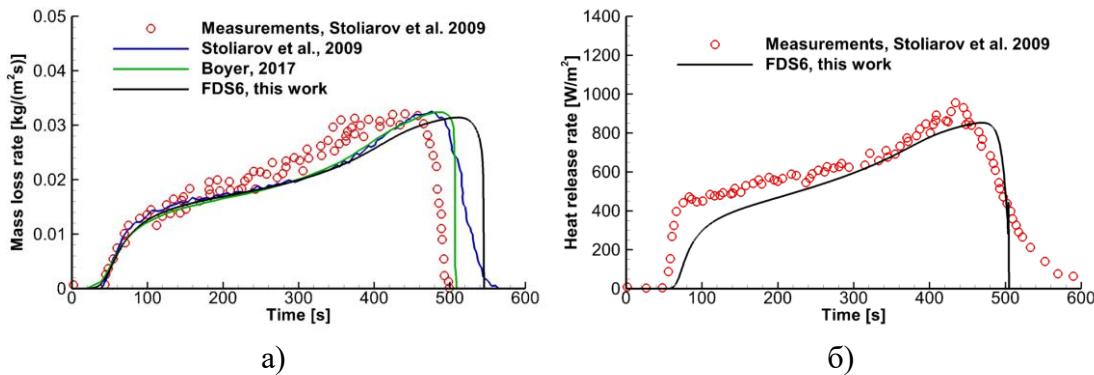


Рис. 39. Зависимость потока массы летучих с единицы площади поверхности от времени при газификации пластин ПММА (а) и ПС (б) (толщина 8.5 мм, внешний тепловой поток 50 кВт/м²). Символы – эксперимент [195], линии – расчёты с использованием FDS [24], ThermaKin [195] и IRSN ISIS [49]

Следует отметить, что для одного и того же полимерного материала в литературе имеет место значительный разброс как теплофизических свойств, так и кинетических параметров реакции пиролиза (см., например, работы [117] (O.P. Korobeinichev et al., 2019), [189, 192, 190] (A. Yu. Snegirev et al., 2013-2019) и др.). Поэтому калибровка численной модели предполагает одновременное использование всего массива исходных данных. Чувствительность результатов расчётов к теплофизическим свойствам материала и кинетическим параметрам модели пиролиза исследована в ряде работ, например, [143] (C.G. McCoy et al., 2019), [124, 125] (C. Lautenberger et al., 2006, 2011), [67] (L. Elliott et al., 2004), [192] (A. Snegirev et al., 2013) и др. В работе [23] (О.Б. Омельченко, 2019) в расчётах зажигания макроскопических образцов полностью газифицирующегося материала продемонстрирован так называемый компенсационный эффект. Данный эффект заключается в том, что выбор конкретных значений энергии активации и предэкспоненциального множителя слабо влияет на расчётную динамику газификации термопластика, при условии, что их комбинация обеспечивает надлежащее значение константы скорости реакции при характерной температуре. При выполнении этого условия оказывается, что изменение энергии активации даже в несколько раз практи-

³¹ Близкие результаты были ранее получены с помощью модели Rygorolis в работе [192] (A. Snegirev, V. Talalov, V. Stepanov, J. Harris, 2013).

чески не влияет на расчётную динамику газификации материала (см. Рис. 40, а). Наличие компенсационного эффекта связано с тем, что (несмотря на наличие градиента температуры в слое материала) характерная температура реакции (для термопластиков та-ковой является температура поверхности в ходе пиролиза) остается практически по-стоянной и слабо зависит от величины внешнего теплового потока.

Для целей данной работы важно отметить, что математическая модель при ис-пользовании данных из Табл. 3 с хорошей точностью воспроизводит нестационарную динамику термического разложения рассматриваемого полимерного материала в усло-виях внешнего нагрева. В частности, на Рис. 40 показано, что расчётное время за-держки начала термического разложения согласуется с экспериментальными данными [195] (S.I. Stoliarov et al., 2009). Кроме того, расчёт показывает, что для пиролиза тер-мически толстых слоёв термопластиков (разлагающихся без образования углистого остатка) характерно существование режима с практически постоянной скоростью по-тери массы, в течение которого температура поверхности также практически не меня-ется (см. Рис. 40, б) и примерно равна 400 °C (что также согласуется с эксперименталь-ными данными [195]). Это указывает на обоснованность концепции температуры вос-пламенения, используемой в тепловой модели пиролиза горючих материалов.

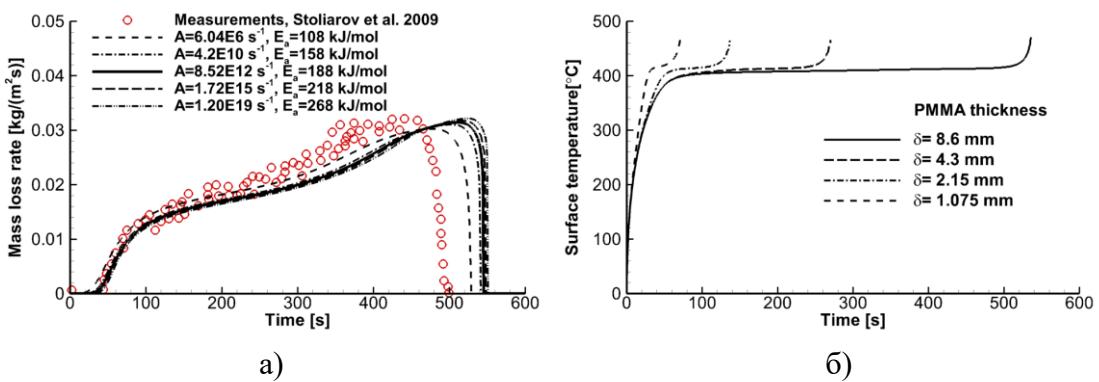


Рис. 40. Зависимости: а) – потока массы летучих с единицы площади поверхно-сти от времени при газификации пластины ПММА (толщина 8.5 мм, внешний тепловой поток 52 кВт/м²) для разных наборов кинетических параметров; б) – температуры поверхности пластины ПММА толщиной 1.075 – 8.6 мм (внешний тепловой поток 52 кВт/м², $A = 8.5 \cdot 10^{12}$ 1/c, $E_a = 188$ кДж/кг

При наличии теплоизоляции на тыльной стороне слоя имеет место увеличение скорости потери массы материала на конечной стадии его разложения (см. Рис. 41). При этом рассогласование расчётной и экспериментальной скорости потери массы обу-словлено неточностью описания теплообмена материала и подложки, в том числе из-

за неравномерного выгорания слоя (отметим, что теплообмен с подложкой не влияет на результат расчёта на более ранних стадиях).

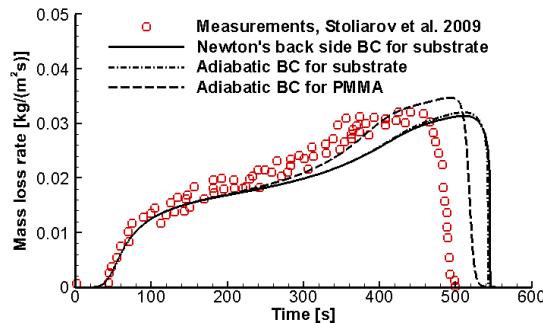


Рис. 41. Зависимость потока массы летучих с единицы площади поверхности от времени при газификации пластины ПММА (толщина 8.5 мм, внешний тепловой поток 52 кВт/м²). Влияние граничного условия на тыльной стороне

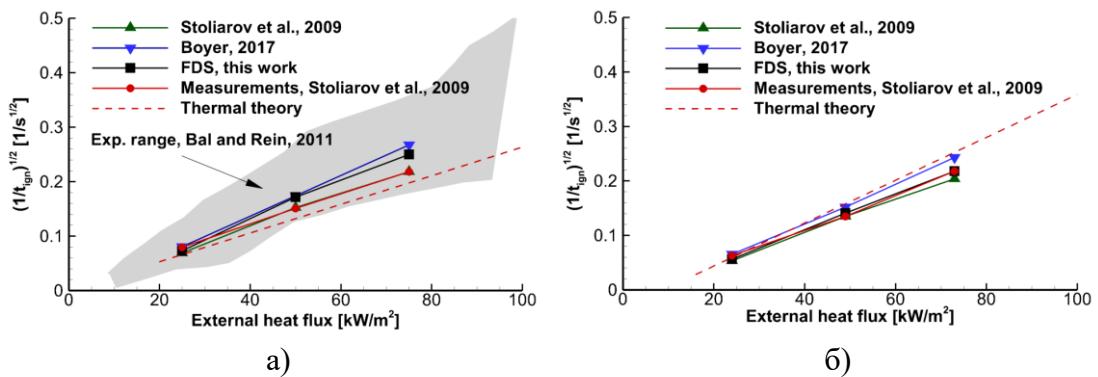


Рис. 42. Зависимость времени задержки воспламенения для ПММА (а) и ПС (б) от величины внешнего теплового потока. Показано сравнение с экспериментальными данными [42] (ПММА) и [195] (ПС) и результатами расчетов (FDS [24], ThermaKin [195] и IRSN ISIS [49])

Если поток массы летучих m'' превышает критическое значение, то становится возможным пилотное воспламенение. Соответствующий момент времени определяется как время задержки пилотного воспламенения. Следуя [195, 192, 49], в данной работе определяли момент воспламенения по достижению удельной мощности тепловыделения $Q'' = m''\Delta h_c = 10 \text{ кВт/м}^2$. Результаты расчёта времени задержки пилотного воспламенения в зависимости от падающего теплового потока представлены на Рис. 42, где также представлены аналогичные расчёты из работ [195, 49, 146] и экспериментальные данные из работ [42] (ПММА, Рис. 42, а) и [195] (ПС, Рис. 42, б).

Можно заключить, что результаты расчётов, выполненных в данной работе, хорошо согласуются с экспериментальными данными и другими расчётами.

3.3. Зажигание и горение твердых горючих материалов

В данном разделе приведены результаты численного моделирования зажигания и горения горючих материалов с учетом тепловой обратной связи между их пиролизом и газофазным горением летучих, то есть в *совместной* постановке.

3.3.1. Испытания в конусном калориметре

В данном разделе рассматривается пилотное воспламенение летучих, выделяющихся в результате пиролиза пластины термопластика при нагреве радиационным потоком в конусном калориметре. Результаты апробации FDS (в том числе более ранних версий) для этого и аналогичных сценариев приводятся в работах [132, 133] (G. Linteris, L. Gewuerz, K. McGrattan, G. Forney, 2004, 2005) и в наших работах [10, 23, 24, 191].

Расчетная область представляет собой параллелепипед размером $0.4 \times 0.4 \times 0.4 \text{ м}^3$. Боковые и верхняя грани расчетной области представляют открытые проницаемые поверхности. Нижняя грань расчётной области непроницаема и поддерживается при постоянной температуре. Образец горючего материала ($0.1 \times 0.1 \times 0.0085 \text{ м}^3$) располагается поверх теплоизоляционного слоя ($0.1 \times 0.1 \times 0.025 \text{ м}^3$) в центре нижней грани расчётной области (нагреваемая поверхность образца находится на высоте 5 см над нижней границей). На верхней поверхности образца задан постоянный падающий радиационный поток, создаваемый нагревателем (геометрия конусного нагревателя в расчётах не воспроизводится). По мере выделения газообразных продуктов пиролиза и их смешения с воздухом происходит воспламенение и формирование диффузионного пламени над поверхностью образца. Модель горения предполагает бесконечную скорость реакции (мощность тепловыделения определяется скоростью смешения реагентов), что приближённо соответствуют условиям пилотного воспламенения в экспериментах, где воспламенение инициируется искровым разрядом.

Теплофизические свойства и кинетические параметры рассматриваемого горючего материала (ПММА) перечислены в Табл. 3. Свойства теплоизолирующей подложки (Koawool): плотность 48 кг/м^3 , теплопроводность $0.08 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, теплоёмкость $800 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$.

В качестве горючего газа, образующегося при пиролизе ПММА, рассматривали мономер MMA $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$. Темпертуу сгорания MMA полагали равной 24.1 МДж/кг . Выход сажи принимали равным $0.01 \text{ г сажи/г горючего}$.

В расчётах использовали сетки с числом ячеек в газовой фазе от 128 до 432 тыс.

Выполнено сгущение сетки в радиальном направлении к центру расчетной области. На поверхности образца располагается от 289 до 729 ячеек сетки, размер которых по нормали к поверхности составляет от 5 до 3 мм. Внутри слоя твердого материала используется сетка из 36 ячеек, генерируемая FDS автоматически. Количество угловых направлений при дискретизации телесного угла задавали равным 104.

Отличие постановки задачи от рассмотренной в предыдущем разделе заключается в том, что в результате формирования пламени над поверхностью горючего материала к внешнему тепловому потоку, падающему на поверхность образца, добавляется радиационный и конвективный тепловой поток из пламени. Формирование диффузионного пламени при воспламенении летучих над поверхностью образца при его нагреве внешним тепловым потоком показано на Рис. 43.

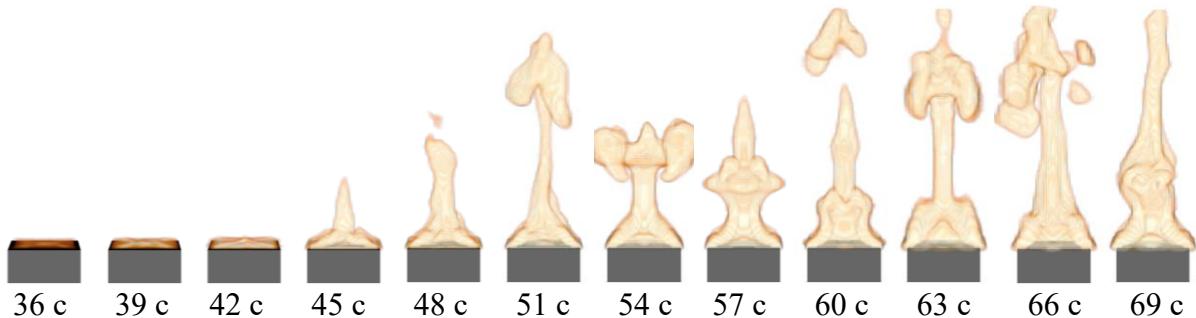


Рис. 43. Формирование диффузионного пламени при воспламенении летучих над поверхностью образца ПММА (горизонтальные размеры 10x10 см, толщина 2.5 см) при его нагреве внешним тепловым потоком 50 кВт/м². Пламя визуализировано изоповерхностью мощности тепловыделения 200 кВт/м³

На Рис. 44 показана зависимость массовой скорости выгорания от времени для пластин ПММА толщиной 8.5 мм при внешнем тепловом потоке 25, 50 и 75 кВт/м². Результаты расчетов для ПММА показали, что при использовании приближения серого газа лучистый тепловой поток от пламени оказывается значительно завышен, если доля излученной энергии f_r полагается равной 0.2-0.35 (общепринятый диапазон значений для горения ПММА). В свою очередь, это приводит к завышенным значениям скорости выгорания. Согласие с экспериментом улучшается, если доля излученной энергии составляет 0.1 (Рис. 44).

Для целей данной работы важно получить достоверные результаты расчёта для теплового потока, получаемого образцом. Опубликованные экспериментальные данные указывают на сильную неравномерность распределений как суммарного теплового потока, создаваемого пламенем и падающего на поверхность горючего материала, так и его компонентов (радиационного и конвективного потоков), по поверхности образца.

Обзор данных, приведённый в работе [143] (C.G. McCoy, J.L. Tilles, S.I. Stoliarov, 2019), показывает, что *в центре* квадратной (10×10 см) пластины ПММА тепловой поток, создаваемый пламенем и падающий на поверхность, составляет $q''_{inc} \approx 17\text{--}23 \text{ кВт/м}^2$ (по данным [143] $q''_{inc} \approx 16.9 \pm 0.7 \text{ кВт/м}^2$), в то время как *на периферии* эта величина достигает $q''_{inc} \approx 33.6 \pm 1.2 \text{ кВт/м}^2$. При этом создаваемый пламенем радиационный поток q''_r , падающий на поверхность, составляет около 9.5 кВт/м^2 в центральной зоне (осреднение по площади центральной зоны 5.4×5.4 см) и снижается практически до нуля в непосредственной близости от границ образца, где нагрев материала полностью определяется конвективным тепловым потоком от пламени. Эти данные, а также значения доли радиационного потока, приведены в Табл. 4, где они сравниваются с результатами расчётов с помощью FDS.

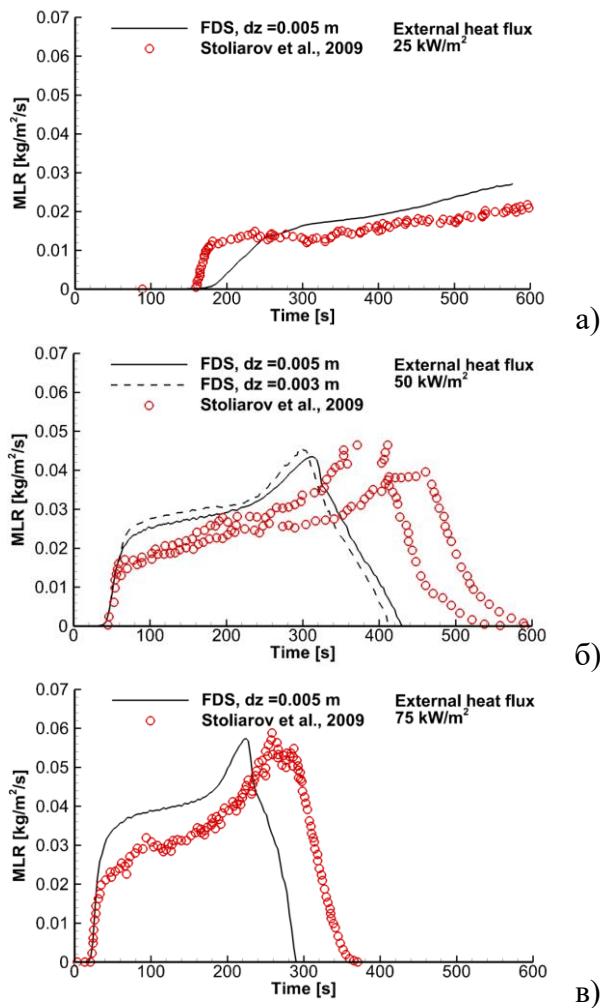


Рис. 44. Зависимость мощности тепловыделения от времени при тестировании ПММА с использованием конусного калориметра. Внешний тепловой поток: а) – 25 , б) – 50 , в) – 75 кВт/м^2 . Символы – результаты измерений [195] (S.I. Stoliarov et al., 2009), линии – результаты расчета ($f_r = 0.1$)

Табл. 4. Тепловой поток от пламени на поверхности пластины ПММА ($q''_{ext} = 50 \text{ кВт/м}^2$)

	Центр (осреднение по зоне 5.4x5.4 см)			Периферия (осреднение)		
	q''_r	q''_c	$q''/(q''_r + q''_c)$	q''_r	q''_c	$q''/(q''_r + q''_c)$
Эксперимент ([143], Table 4)	9.5	5.4	0.64	0	29	0
Расчёт FDS $dz = 0.005 \text{ м}$	7	2	0.78	12	12	0.5
	$dz = 0.003 \text{ м}$	7.9	2.2	0.78	11.4	17.2
						0.4

Следует отметить, что:

1. Неравномерное распределение тепловых потоков по поверхности образца и изменение соотношения радиационного и конвективного потоков обусловлено структурой пламени, формирующегося над образцом. Как показано на Рис. 45, пламя непосредственно примыкает к поверхности образца вблизи его границ, где возникают большие температурные градиенты, а кондуктивный тепловой поток из пламени достигает максимальных значений (при этом эмиссия излучения оптически прозрачного пламени невелика). В то же время центральная зона, в которой приповерхностный температурный градиент мал, оказывается наиболее досягаемой для теплового излучения, испускаемого в верхней части пламени.

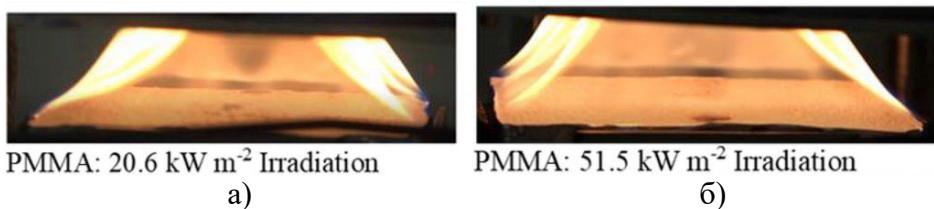


Рис. 45. Ламинарное диффузионное пламя над поверхностью пластины ПММА $10 \times 10 \text{ см}$. Внешний тепловой поток, kВт/м^2 : а) 20.6 ; б) 51.5 [143] (C.G. McCoy, J.L. Tilles, S.I. Stoliarov, 2019)

2. Приведённые значения тепловых потоков, создаваемых пламенем, практически не зависят от значения внешнего теплового потока q''_{ext} , по крайней мере при $25 < q''_{ext} < 75 \text{ кВт/м}^2$.

3. Температура поверхности пластины ПММА после воспламенения близка к 700 К , что при степени черноты 0.9 соответствует потоку собственного излучения примерно 12 кВт/м^2 . С учётом собственного излучения поверхности экспериментальные значения результирующего теплового потока, полученного слоем материала, изменяются от 5 кВт/м^2 в центре до 17 кВт/м^2 на периферии образца. Такое распределение

объясняет неравномерное выгорание образцов (см. Рис. 52), наблюдавшееся при испытаниях в конусном калориметре [132, 133] (Linteris G. T., L. Gewuerz, K. McGrattan, G. Forney, 2004).

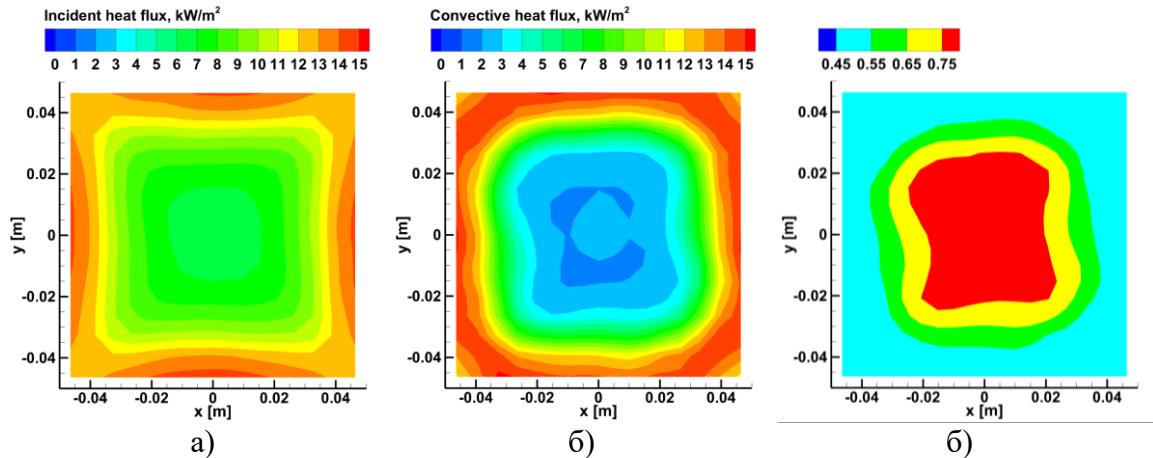


Рис. 46. Падающий лучистый тепловой поток от пламени (а), конвективный тепловой поток (б) и доля падающего лучистого теплового потока от пламени на поверхности пластины ПММА, внешний тепловой поток 50 кВт/м². Время осреднения от 120 до 180 с. Число ячеек – 128 тыс., размер пристеночных ячеек $dz = 0.005$ м

На Рис. 46 показано полученное в расчётах распределение падающего лучистого теплового потока от пламени, а также его доля в общем тепловом потоке, падающем на поверхность образца. В то время как результирующий тепловой поток от пламени согласуется с экспериментальными значениями (Табл. 4), доля лучистого теплового потока оказывается намного выше, особенно на периферии образца. Это указывает на неточный расчет как радиационного, так и конвективного потоков на поверхности образца, причём в данном случае ошибки, привнесённые расчётом каждого из компонентов, частично компенсируют друг друга. Отметим, что измельчение сетки лишь незначительно приближает результаты расчёта к экспериментальным данным.

Следует отметить, что ошибки расчёта теплового потока от пламени несущественны при наличии значительно большего внешнего теплового потока. Однако выявленная в данном разделе значительная недооценка конвективного теплового потока в зоне примыкания пламени к поверхности становится значительным препятствием при попытке численно воспроизвести режим *самоподдерживаемого горения*, в котором внешний тепловой поток отсутствует.

3.3.2. Самоподдерживающееся горение

Согласно измерениям [143] (C.G. McCoy, J.L. Tilles, S.I. Stoliarov, 2019), конвективный тепловой поток больше лучистого на значительной части поверхности пластины вблизи её границ. При выключении внешнего нагрева и переходе к самоподдерживающемуся горению размер пламени и радиационный поток снижаются. В связи с этим доминирующим на большей части поверхности пластины оказывается именно конвективный тепловой поток, который обусловлен теплопроводностью из пламени. Однако доступные для практических вычислений расчётные сетки не обеспечивают пространственное разрешение температурных градиентов в области, где пламя примыкает к поверхности.

В данной части работы проверяется возможность численного моделирования горения термопластиков в самоподдерживающемся режиме с использованием FDS. Примеры апробации FDS для такого сценария представлены в наших работах [9, 23, 24]. Более ранние версии FDS использовались в работах [27, 9, 11, 191]. Постановка задачи совпадает с рассмотренной в предыдущем разделе. Рассмотрим сценарий, в котором сначала происходит нагрев образца постоянным внешним тепловым потоком $q''_{ext} = 50 \text{ кВт/м}^2$, но после достижения стадии стационарного горения (через 180 с после начала нагрева) внешний нагрев полностью выключается или снижается до 0, 5, 10 или 15 kVt/m^2 . Отметим, что экспериментальные наблюдения для ПММА указывают на возможность самоподдерживающегося горения данного материала даже в отсутствие внешнего нагрева [132] (Linteris G.T. et al., 2004).

На Рис. 47 показаны расчётные зависимости скорости выгорания материала от времени. При использовании сравнительно грубой сетки³² с размером приповерхностных ячеек $dz = 5 \text{ мм}$ расчёт предсказывает продолжение горения (при сниженной скорости выгорания) только если внешний тепловой поток составляет не менее 10 кВт/м^2 . При полном отключении внешнего нагрева расчётная скорость выгорания быстро снижается, и горение прекращается (Рис. 47, а), что противоречит экспериментальным наблюдениям. Отметим, что указанное значение соответствует критическому для обеспечения положительного результирующего потока $q''_{net} = q''_c + \varepsilon q''_r - \varepsilon \sigma T_w^4$, полученного материалом с учётом лучистых теплопотерь на поверхности: $q''_{cr} \approx \varepsilon \sigma T_w^4$.

³² Отметим, что даже такой размер ячейки сетки часто оказывается слишком малым для выполнения многовариантных инженерных расчётов.

Поскольку конвективный поток от пламени превышает радиационный, полученный результат указывает на занижение конвективного теплового потока в численном расчёте. При использовании более мелкой сетки размером приповерхностных ячеек $dz = 3$ мм немедленного прекращения горения не происходит, но скорость выгорания при самоподдерживающемся горении оказывается меньше, чем измеренная в экспериментах (Рис. 47, б). В последнем случае расчёт предсказывает существование пламени лишь на небольшом участке пластины.

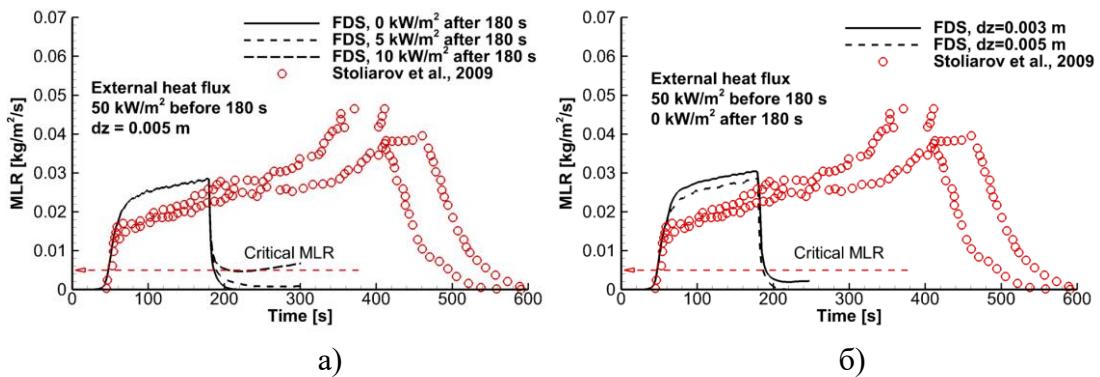


Рис. 47. Скорость выгорания пластины ПММА при снижении внешнего теплового потока (а) до 0, 5, 10 кВт/м² при $dz = 5$ мм и (б) до 0 кВт/м² при $dz = 5$ мм и $dz = 3$ мм. Символы – измерения [195] (S.I. Stoliarov et al., 2009) для теплового потока 50 кВт/м²

Можно заключить, что даже небольшая недооценка теплового потока на поверхности материала (несколько кВт/м²) приводит к невозможности воспроизведения самоподдерживающегося горения при численном моделировании. Аналогичные выводы были сделаны в наших работах [10, 12, 11] при попытке воспроизвести самоподдерживающееся горение горизонтальных пластин ПММА и ПС, а также распространения пламени по вертикальным пластинам ПММА в условиях эксперимента [91].

Следует отметить, что в приповерхностной области пламя не является турбулентным и представляет собой нестационарный фрагмент ламинарного диффузионного пламени (см. Рис. 45). В связи с этим в приповерхностной области требуется высокое пространственное разрешение и учёт конечной скорости реакций, протекающих при горении. Это приводит к необходимости разработки специальных пристеночных функций для приближённого учёта температурного градиента, не разрешаемого на сетке. Как показано в данном разделе, пристеночные функции, используемые в существующих версиях FDS, не решают поставленную задачу. Поэтому в данной работе внедрена альтернативная процедура, представленная ниже.

3.4. Подсеточная модель для расчёта конвективного теплового потока

3.4.1. Описание модели

Расчёт конвективного теплового потока на твёрдой поверхности предполагает вычисление градиента температуры и, следовательно, требует достаточного сеточного разрешения как пограничного слоя, так и внутренней структуры фрагментов пламени. На практике такое сеточное разрешение недостижимо, и для определения теплового потока используют инженерные оценки.

При самоподдерживающемся горении твёрдых горючих материалов, а также в некоторых режимах распространения пламени (например, вниз или по горизонтали) конвективный тепловой поток доминирует в тепловом балансе на поверхности. Расчёты самоподдерживающегося горения твёрдых горючих материалов, выполненные в предыдущем разделе, показали, что методы расчёта, реализованные в текущей версии FDS, приводят к существенной недооценке конвективного теплового потока на твёрдой поверхности и, как следствие, к тому, что численный прогноз режима горения оказывается качественно неверным. Это характерно для сценариев, в которых тепловой поток от пламени близок к критическому значению, ниже которого воспламенение горючего материала не происходит. Такая проблема характерна для многих современных моделей и расчётных кодов [84, 223, 226, 174, 15]. При невозможности обеспечить достаточно пространственное разрешение температурных градиентов в приповерхностной зоне используются специальные способы корректировки конвективного теплового потока (подсеточные модели или пристеночные функции).

В работе [84] (K. Fukumoto, C. Wang, J. Wen, 2018), где рассмотрено распространение пламени по пластинам термопластиков с помощью FireFOAM, использовано специальное выражение для скорости реакции в газовой фазе у передней кромки пластины. Предполагается, что все газообразное горючее, выделившееся в этой области, полностью сгорает в первой приповерхностной ячейке в течение одного шага по времени. Это приводит к увеличению конвективного теплового потока в этой области примерно на 7-10 кВт/м². Модификация модели EDC, заключающаяся в задании другого масштаба времени для ламинарного участка пламени, также позволяет улучшить согласие с экспериментом для конвективного теплового потока. Кроме того, в работе [84] коэффициент теплоотдачи рассчитывается как отношение коэффициента теплопроводности к половине поперечного размера пристеночной ячейки, при этом для коэффици-

ента теплопроводности используется постоянное значение (независящее от температуры и состава). Выбор такого значения и его влияние на результат расчета конвективного теплового потока в работе [84] не обсуждается.

В работах [223, 226] (D. Zeinali, G. Agarwal, A. Gupta, G. Maragkos, T. Bejj, M. Chaos, N. Ren, J. Degroote, B. Merci, 2016, 2019) рассматривается распространение пламени по поверхности MDF-панелей, образующих прямой угол, в условиях стандартного теста на горючность материалов (Single Burning Item test SBI). Численное моделирование выполнено в сопряжённой постановке с помощью FireFOAM. В работе [226] использован следующий алгоритм расчёта конвективного теплового потока на поверхности пластин:

$$q''_c = \begin{cases} -\lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial n}, & T_w > \tilde{T} \\ \min \left(\max \left(0, -\lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial n} \right), q''_{\min} \right) \frac{q''^*}{q''_{\min}}, & T_w > \tilde{T}, \quad m'' < m''_{cr} \\ -\frac{z}{\exp(z)-1} \lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial n}, & T_w > \tilde{T}, \quad m'' > m''_{cr} \end{cases} \quad (106)$$

где T_w – температура стенки, \tilde{T} – разрешённая температура в пристеночной ячейке, $q''_{\min} = 0.5 \text{ кВт}/\text{м}^2$, $q''^* = 14 \text{ кВт}/\text{м}^2$, m'' – массовый поток летучих, $z/(\exp(z)-1)$ – параметр вдува, $z = c_p m''/\alpha$, $\alpha/c_p = 10 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и $m''_{cr} = 0.1 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. В соответствии с равенством (106) если пластина охлаждается газом ($T_w > \tilde{T}$), то конвективный теплоперенос осуществляется за счет молекулярной теплопроводности и оценивается по разрешаемому на сетке градиенту температуры. В противном случае, при очень малых скоростях выгорания ($m'' < m''_{cr}$) применяется пристеночная функция, позволяющая снизить чувствительность результатов к сеточному разрешению. Если же скорость выгорания оказывается больше m''_{cr} , то учитывается влияние вдува. Обоснование выбора численных значений модельных констант (q''_{\min} , q''^* , α/c_p и m''_{cr}) в работе [226] не приводится. Алгоритм (106) приближённо воспроизводит тепловые потоки, полученные для пристеночных ячеек порядка 1-2 мм.

Альтернативный подход предложен в наших работах [15, 16], где с помощью ANSYS Fluent рассматривается самоподдерживающееся горение термопластиков. В рамках данного подхода конвективный тепловой поток на твердой поверхности вычисляется с учетом возможного присутствия в ячейке фрагмента тонкого ламинарного

диффузионного пламени, температура которого $T_f = T_w + \tilde{Y}_{O_2} \Delta h_{c,O_2} / c_p$ оценивается с учетом концентрации кислорода в ячейке (Рис. 48). Предполагается, что пристеночный фрагмент пламени существует, если массовый расход летучих превышает предельное значение. В противном случае конвективный поток определяется с учетом молекулярной и подсеточной турбулентной теплопроводности в пристеночной ячейке по градиенту температуры, разрешённому на сетке. Предполагается также, что в непосредственной близости от поверхности состояние фрагмента пламени близко к пределу погасания, на котором предельная температура пламени равна $T_{f,cr}$.

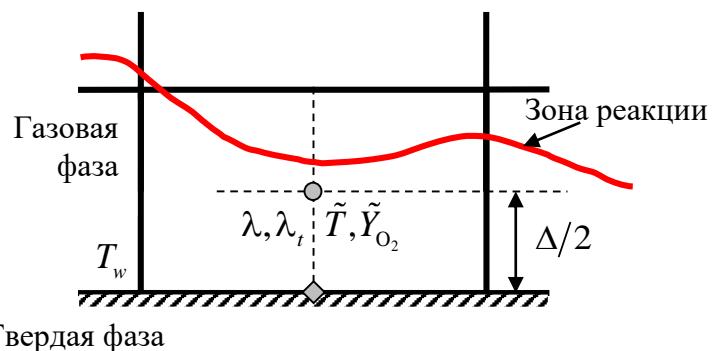


Рис. 48. Расположение зоны реакции в приповерхностной ячейке

Алгоритм расчёта теплового потока выражается следующей формулой [15, 16]:

$$q''_c = -\alpha \begin{cases} (\tilde{T} - T_w), & m'' \leq m''_{cr} \\ \max(\tilde{T}, \min(T_{f,cr}, T_f)) - T_w, & m'' > m''_{cr} \end{cases}, \quad (107)$$

где $T_f = T_w + Y_{O_2} \Delta h_{c,O_2} / c_p$ и

$$\alpha = \frac{\lambda + \lambda_t}{\Delta/2}. \quad (108)$$

В работах [15] в формуле (107) полагали $T_{f,cr} = 1700$ К, $m''_{cr} = 1$ г/(м²·с). В работе [16] показано, что в расчётах с помощью ANSYS Fluent и модели пиролиза Ruyropolis использование этих значений приводит к наилучшему согласию с измеренными значениями скорости выгорания.

В настоящей работе данный алгоритм впервые внедрён в расчётный код FDS (модуль wall.f90)³³. Апробация данного алгоритма в составе FDS выполнена при чис-

³³ Для компиляции модифицированной версии FDS использовались make-файлы, адаптированные для разных компиляторов и операционных систем. На кластере Торнадо СКЦ «Политехнический»

ленном моделировании горения горизонтальных и вертикальных пластин термопластика.

3.4.3. Апробация модели в составе FDS

Горение горизонтальной пластины

Рассматривается воспламенение и горение горизонтальных пластин термопластиков под действием внешнего теплового потока $50 \text{ кВт}/\text{м}^2$ согласно сценарию из раздела 3.3 данной диссертации. Число ячеек расчетной сетки составляет 128 тысяч, размер приповерхностной ячейки по нормали к поверхности: $dz = 5 \text{ мм}$. Через 180 с после начала нагрева внешний тепловой поток выключается, и горение переходит в самоподдерживающийся режим. Коррекция конвективного теплового потока по модели (107) активируется с момента начала нагрева. Следуя [15, 16], в качестве модельных параметров выбраны: $m''_{cr} = 1 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и $T_{f,cr} = 1700 \text{ К}$. Расчетная зависимость среднего конвективного теплового потока на поверхности пластины полиметилметакрилата и скорости выгорания полимера показана на Рис. 49.

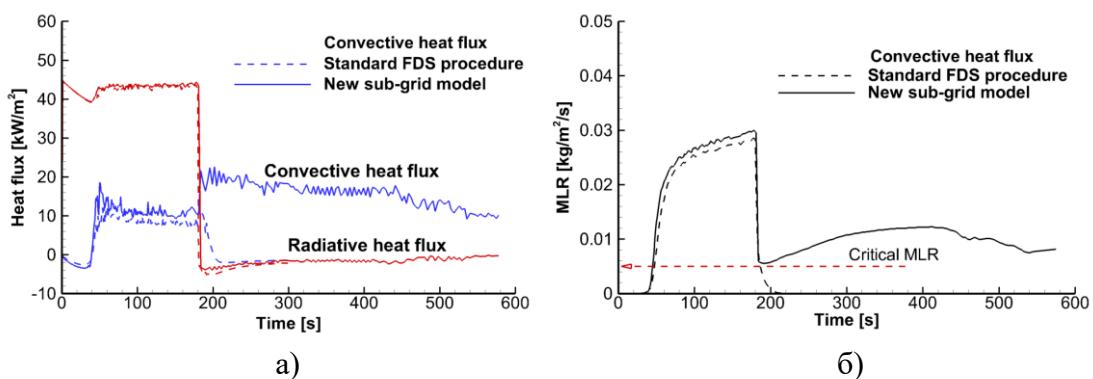


Рис. 49. Расчетные зависимости тепловых потоков (а) и скорости выгорания (б) при горении пластины ПММА (осреднение по площади поверхности). Отключение внешнего теплового потока $50 \text{ кВт}/\text{м}^2$ происходит при $t = 180 \text{ с}$. Вертикальный размер приповерхностных ячеек сетки $dz = 5 \text{ мм}$

На Рис. 49, а видно, что использование подсеточной модели (107) приводит к некоторому увеличению осреднённого по поверхности конвективного теплового потока на стадии, когда внешний тепловой поток еще включен. Это приводит и к увеличению скорости выгорания ПММА (Рис. 49, б). Гораздо более существенным оказывается

наиболее стабильно работает версия для компилятора Intel MPI 2019 и операционной системы Linux 64 (см. приложение П3).

ется роль подсеточной модели после выключения внешнего нагрева: на этом этапе расчёт с использованием (107) предсказывает самоподдерживающееся горение.

На Рис. 50 показаны осредненные по времени поля конвективного теплового потока при использовании стандартной версии FDS и с использованием подсеточной модели (107). Видно, что подсеточная модель предсказывает гораздо больший конвективный тепловой поток на периферии образца. Это приближает результаты расчёта к данным измерений, приведенным в Табл. 4. Интересно отметить, что при использовании (107) конвективный поток *увеличивается* после выключения внешнего нагрева, откликаясь на приближение пламени к поверхности пластины.

После выключения внешнего нагрева ($t = 180$ с) конвективный тепловой поток снижается до нуля при использовании стандартной версии FDS и увеличивается до $20 \text{ кВт}/\text{м}^2$, если используется алгоритм (Рис. 49, а). В результате оказывается, что использование подсеточной модели (107) позволяет воспроизвести самоподдерживающееся горение пластин ПММА даже при использовании достаточно грубой расчетной сетки. Значение скорости выгорания на стадии самоподдерживающегося горения составляет порядка $10 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, что согласуется с результатами экспериментов [109, 132, 199].

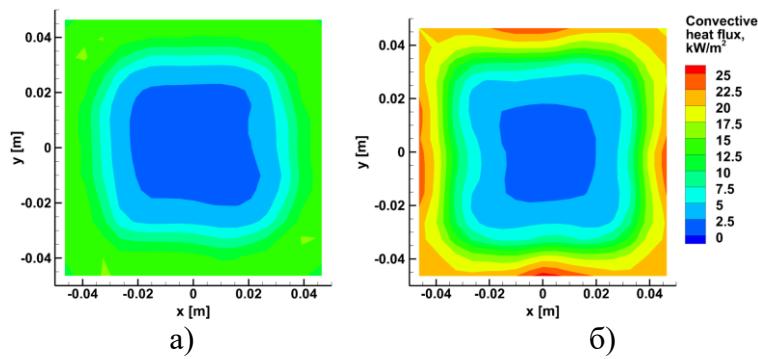


Рис. 50. Конвективный тепловой поток от пламени на поверхности пластины ПММА при наличии внешнего нагрева ($50 \text{ кВт}/\text{м}^2$): а) – стандартная версия FDS; б) – FDS с использованием пристеночной функции (107). Интервал осреднения – от 120 с до 180 с

На Рис. 51 показано, как происходит активация подсеточной модели (107). Синий цвет соответствует участкам, где скорость выгорания меньше m''_{cr} , в остальных случаях – скорость выгорания выше m''_{cr} . Зеленый цвет – используются «стандартные» граничные условия FDS (96), красный – температурный градиент определяется как $T_{f,cr} - T_w$, желтый – $T_f - T_w$. Зажигание пластины происходит в центре (39 с), а затем пламя быстро охватывает всю пластину (46-53 с). При наличии внешнего нагрева (до

180 с) в центральной части пластины температурный перепад не корректируется и принимается равным $\tilde{T} - T_w$, а на периферийных ячейках подсеточной модель переключает температурный перепад между $T_{f,cr} - T_w$ и $T_f - T_w$ вслед за пульсациями пламени. В момент отключения внешнего теплового потока (180 с) практически для всех периферийных ячеек температурный перепад определяется критической температурой фрагмента пламени $T_{f,cr} - T_w$. После выключения внешнего теплового потока в центральной части образца происходит погасание, связанное с тем, что тепловой поток от пламени оказывается меньше, чем собственное излучение поверхности (192 с). Размер области погасания сначала растет, но затем начинает уменьшаться (432 с) из-за постепенного снижения температуры поверхности и лучистых теплопотерь с поверхности. Это сопровождается полным выгоранием материала в периферийных ячейках.

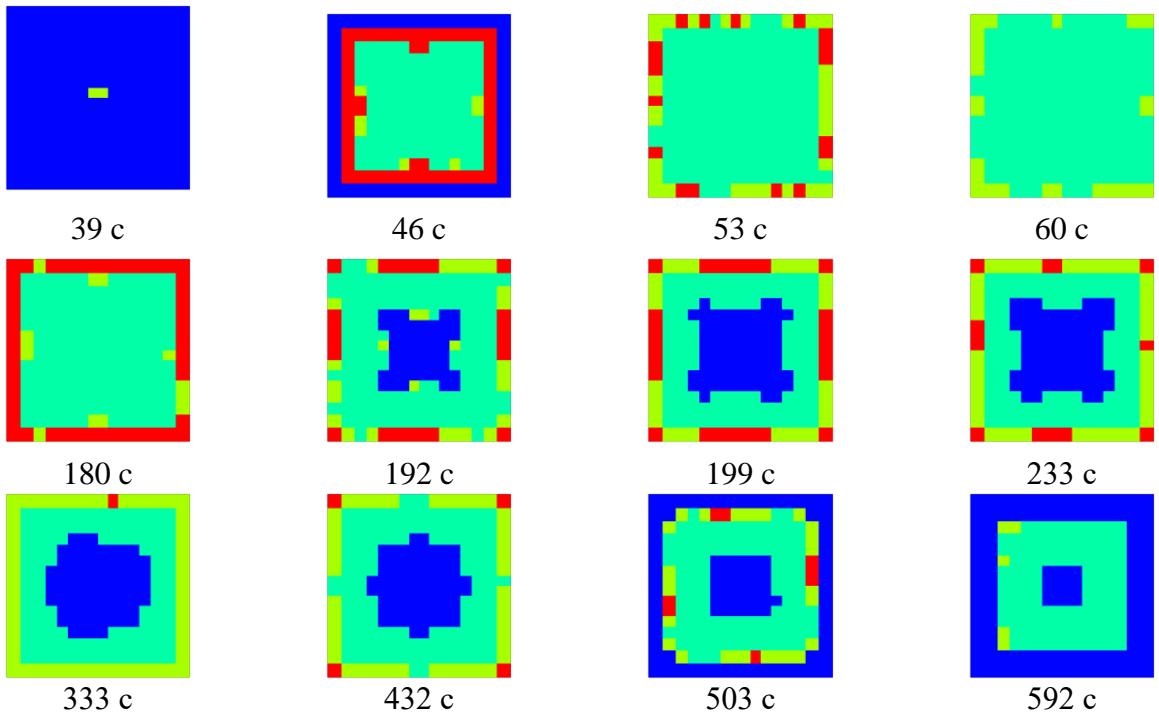


Рис. 51. Активация подсеточной модели (107) при $m''_{cr} = 1 \text{ г}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$ и $T_{f,cr} = 1700 \text{ К}$. Синий цвет соответствует участкам, на которых $m'' < m''_{cr}$, на остальных участках $m'' > m''_{cr}$. Перепад температуры, используемый в расчёте конвективного потока на поверхности: зеленый цвет – $\tilde{T} - T_w$, красный – $T_{f,cr} - T_w$, желтый – $T_f - T_w$

Несмотря на значительное количество исследований горения ПММА в конусном калориметре, объем опубликованных экспериментальных данных о самоподдерживающемся горении ПММА крайне мал. В работах [132, 133] (Linteris G.T., L. Gewuerz, K. McGrattan, G. Forney, 2004, 2005) показано, что пластина ПММА размером 0.1 x 0.1 x

0.025 м в самоподдерживающемся режиме горит достаточно долго и выгорает неравномерно. При этом скорость выгорания в центральной части пластины оказывается меньше, чем на периферии, как видно на Рис. 52.



Рис. 52. Форма пластины ПММА после 26 минут горения в самоподдерживающемся режиме. Фотография из работы [132] (Linteris G.T., L. Gewuerz, K. McGrattan, G. Forney, 2004)

На Рис. 53 видно, что стадии самоподдерживающегося горения высота пламени изменяется вслед за изменением скорости выгорания материала: сначала снижается (180 с), а затем несколько увеличивается (326 с), но остается меньше, чем при наличии внешнего нагрева (127 с). На структуру пламени влияет появление в центре пластины области погасания. Во время пульсаций пламени видно, что в нижней точке кончик пламени распадается на части (182 с).

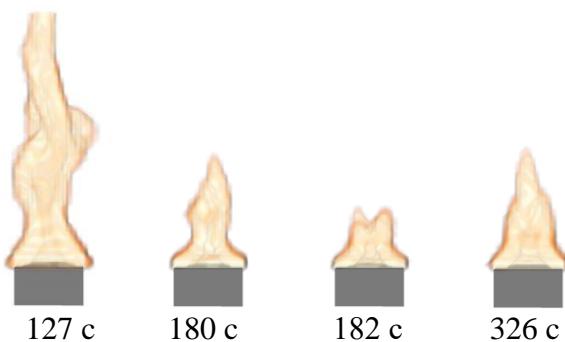


Рис. 53. Визуализация пламени изоповерхностью мощности тепловыделения 200 кВт/м³. Отключение внешнего теплового потока происходит при $t = 180$ с.

Как показано на Рис. 54, при наличии внешнего нагрева влияние модельных параметров (m''_{cr} и $T_{f,cr}$) на скорость выгорания материала оказывается незначительным. Это объясняется тем, что коррекция температурного градиента активируется только в небольшом количестве ячеек вблизи границы материала. На стадии самоподдерживающегося горения изменение модельных параметров определяет, какая из ветвей формулы (107) активируется. Как показано на Рис. 55, наибольшее влияние заметно, когда

критическая температура, $T_{f,cr}$, задана равной 1400 К. В этом случае область, где активируется коррекция расширяется, а зона погасания в центре пластины оказывается меньше. При увеличении критической скорости выгорания зона погасания в центре пластины, напротив, оказывается больше. Несмотря на локальные различия, среднее значение скорости выгорания практически не изменяется.

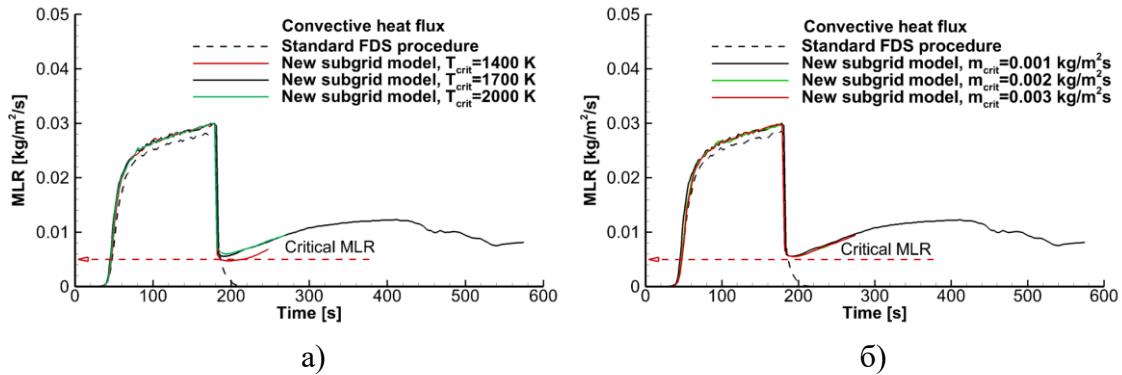


Рис. 54. Влияние параметров подсеточной модели (107) на скорость выгорания пластины ПММА: а) – $T_{f,cr}$; б) – m''_{cr}

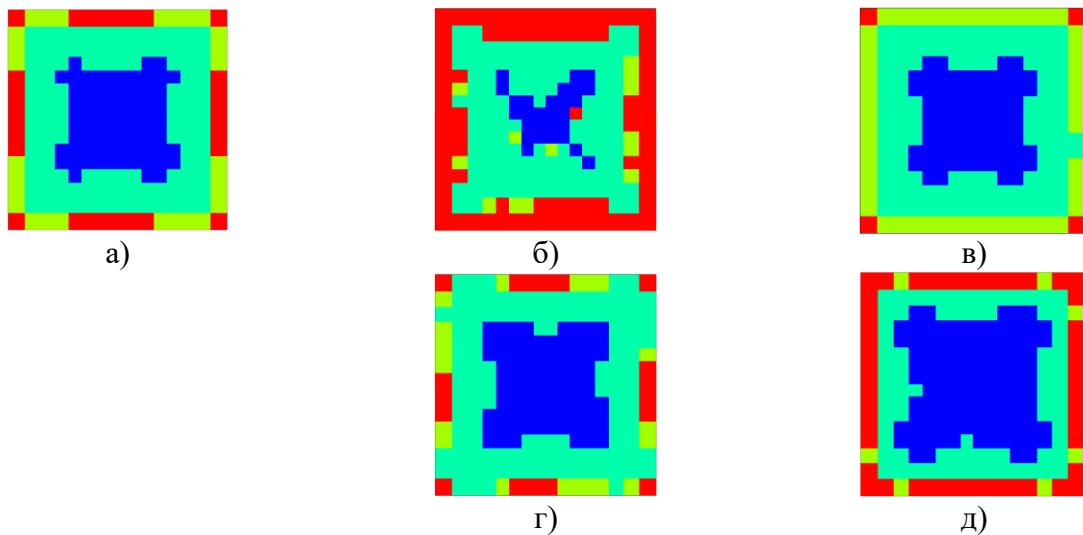


Рис. 55. Активация подсеточной модели (107) при разных значениях модельных параметров. Момент времени $t = 200$ с (через 20 с после выключения внешнего теплового потока). $m''_{cr} = 1 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, значения $T_{f,cr}$: а) – 1700 К, б) – 1400 К, в) – 2000 К. $T_{f,cr} = 1700$ К, значения m''_{cr} : г) – 2 $\text{г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, д) – 3 $\text{г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$

Исследование сеточной сходимости показало (Рис. 56), что при увеличении количества ячеек от 128 до 432 тысяч и уменьшении вертикального размера приповерхностных ячеек с 5 до 3 мм коррекция температурного градиента вблизи поверхности горючего материала требуется реже и активируется на меньшей площади. Скорость

выгорания при использовании более мелкой сетки оказывается несколько выше, как и без использования подсеточной модели (см. Рис. 47, б).

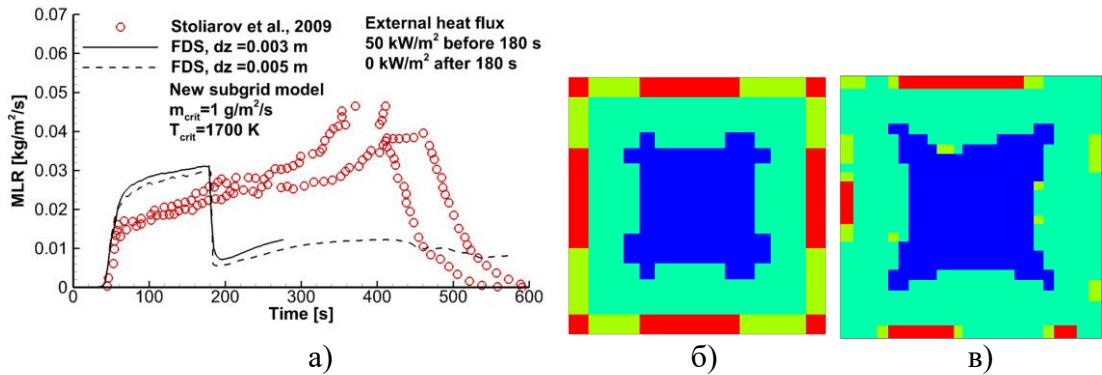


Рис. 56. Влияние сеточного разрешения на действие подсеточной модели (107): а) зависимость скорости выгорания от времени и характер активации подсеточной модели при $dz = 5$ мм (б) и $dz = 3$ мм через 20 с после выключения внешнего теплового потока

Наконец, рассмотрим влияние параметра вдува на распределение тепловых потоков и зависимость скорости выгорания от времени. С учетом параметра вдува эффективный коэффициент теплоотдачи определяется формулой:

$$\alpha_{eff} = \alpha \frac{z}{\exp(z) - 1}, \quad (109)$$

где α определяется формулой (108), и $z = c_p m''/\alpha$. Поскольку $\alpha \sim O(10^1)$ Вт/(м²·К), а $c_p \sim O(10^3)$ Дж/(кг·К), то $c_p/\alpha \sim 100$ (м²·с)/кг, и равенство (109) принимает вид: $\alpha_{eff} = \alpha(m''/m'_*) / (\exp(m''/m'_*) - 1)$, где $m'' \approx 0.01$ кг/(м²·с).

На Рис. 57, а показано, что учет параметра вдува снижает расчётное значение конвективного теплового потока, и это улучшает согласие с экспериментальными данными для скорости выгорания материала.

На Рис. 57, б видно, что среднее значение конвективного теплового потока на стадии самоподдерживающегося горения при использовании подсеточной модели (107) практически не изменяется при учете параметра вдува. Изменение же средней скорости выгорания вызвано различием в локальных значениях конвективного теплового потока, а также размером зоны погасания в центральной части пластины, показанной на Рис. 58. Отметим также, что при учете параметра вдува зона активации подсеточной модели расширяется, но в целом повторяет изображенную на Рис. 51.

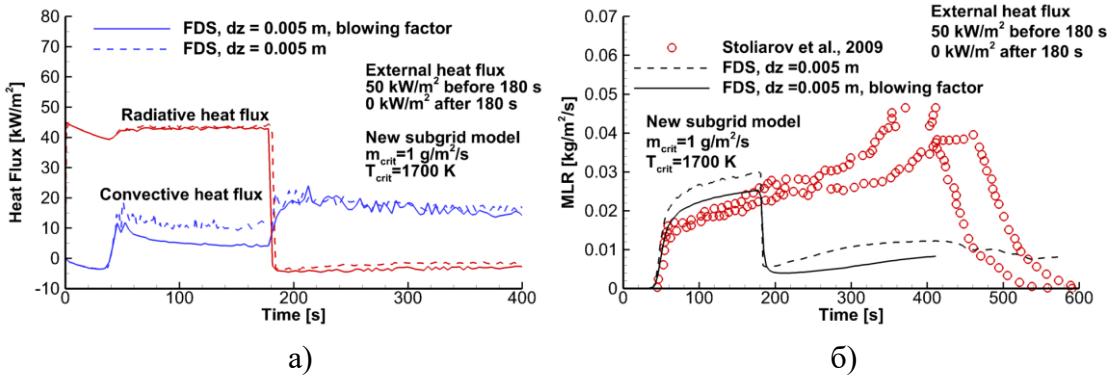


Рис. 57. Влияние параметра вдува на расчёты зависимости тепловых потоков (а) и скорости выгорания (б) при использовании подсеточной модели. $dz = 5$ мм, $m''_{cr} = 1$ г/(м²·с), $T_{f,cr} = 1700$ К

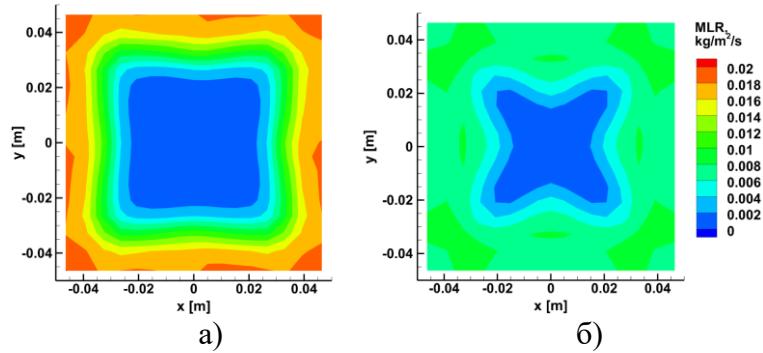


Рис. 58. Средняя скорость выгорания на поверхности пластины ПММА при использовании подсеточной модели (107) без учета параметра вдува (а) и с его учетом (б) для сетки с $dz = 5$ мм. Параметры подсеточной модели: $m''_{cr} = 1$ г/(м²·с), $T_{f,cr} = 1700$ К. Время осреднения – от 200 до 400 с

Таким образом, в стандартную версию FDS внедрена новая подсеточная модель (107) для расчёта конвективного теплового потока на поверхности горючего материала с учётом теплообмена с фрагментом диффузионного пламени, внутренняя структура которого не разрешается на сетке. Это позволило улучшить согласие результатов расчёта с экспериментальными данными для конвективного потока тепла на поверхности. Особенno важной является возможность воспроизведения режима самоподдерживающегося горения, в котором конвективный поток доминирует в тепловом балансе на поверхности. Наилучшее согласие с имеющимися экспериментальными данными получено при использовании алгоритма (107), где $m''_{cr} = 1$ г/(м²·с), $T_{f,cr} = 1700$ К, и учитывается параметр вдува (109).

Пламя у вертикальной поверхности

Проблема расчёта конвективного теплового потока от пламени при использовании крупных сеток возникает и для пламени, формирующегося у вертикальной поверхности. В данной части работы рассматриваются эксперименты [185] (A.V. Singh, M.J. Gollner, 2015) по горению вертикальных пластин ПММА. Схема экспериментальной установки и фотография пламени представлена на Рис. 18. Результаты численного моделирования этого сценария с использованием FireFOAM представлены в работе [84] (K. Fukumoto, C. Wang, J. Wen, 2018).

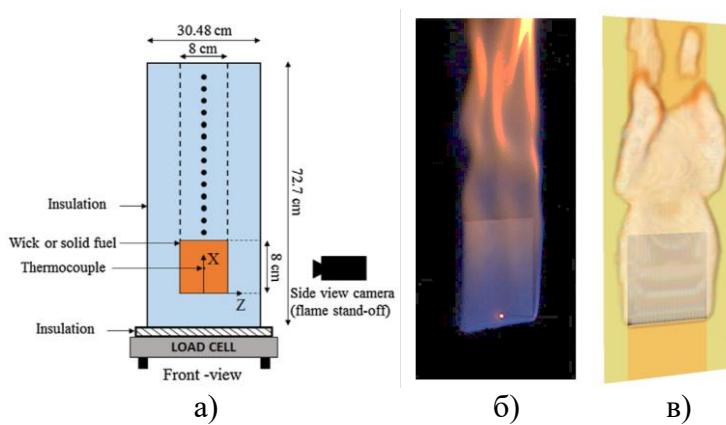


Рис. 59. Схема экспериментальной установки (а), изображение пламени (б) из [185] (A.V. Singh, M.J. Gollner, 2015). в) – визуализация пламени по результатам расчёта с помощью FDS в данной работе

Расчетная область (Рис. 59, в) представляет собой параллелепипед размером $0.1 \times 0.122 \times 0.335 \text{ м}^3$. Одна из граней расчетной области представляет собой твердую стенку, на которой выделены зоны, соответствующие пластине ПММА (высота 8 см, ширина 8 см, толщина 1.27 см) и расположенному по бокам от нее теплоизоляционному материалу (толщина 1.27 см). Остальные грани расчетной области открыты для течения газа.

Используется декартова расчётная сетка с размером ячеек $dx = 2 \text{ мм}$, $dy = 4 \text{ мм}$, $dz = 4 \text{ мм}$. Общее число ячеек составляет 138 600, на поверхности пластины расположена 441 ячейка. Используемые в расчёте свойства ПММА приведены в Табл. 3.

В течение 65 с на поверхности пластины ПММА действует внешний тепловой поток $45 \text{ кВт}/\text{м}^2$, после чего внешний нагрев выключается и начинается стадия само-поддерживающегося горения, наблюдавшаяся в эксперименте [185] и в численном расчёте [84].

Расчёты показали, что стандартная версия FDS не позволяет воспроизвести самоподдерживающееся горение пластины ПММА согласно указанному сценарию. Однако это оказывается возможным, если используется подсеточная модель (107), (108). Сравнение расчётных и измеренных распределений падающего и результирующего тепловых потоков на вертикальной оси представлено на Рис. 60, что расчётные потоки несколько завышены, особенно вблизи передней кромки пластины.

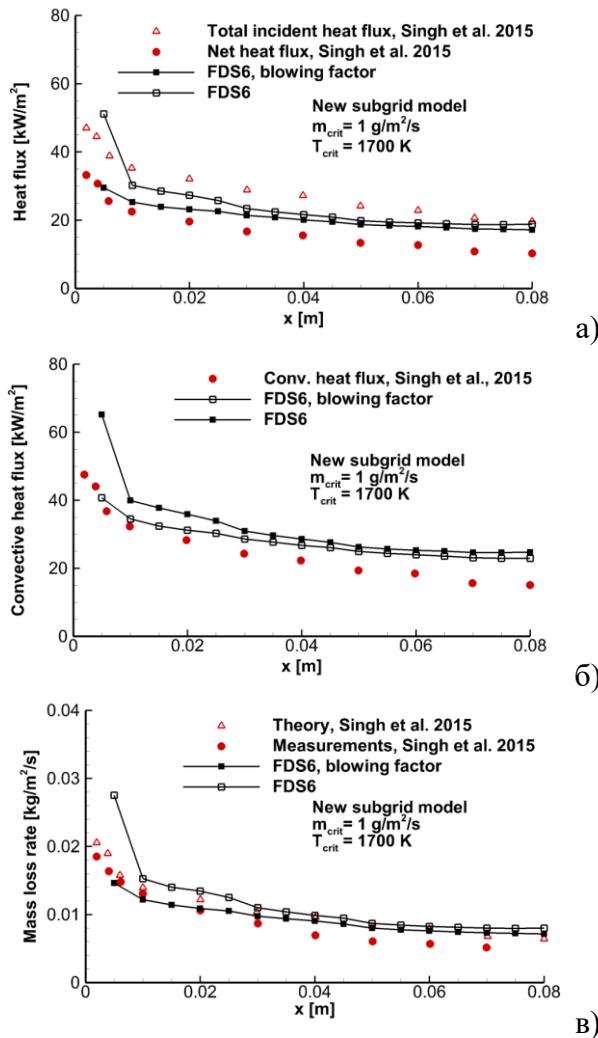


Рис. 60. Распределение суммарного (а), конвективного (б) теплового потока и скорости выгорания материала (в) вдоль вертикальной оси пластины ПММА. Точки – результаты измерений [185], линии – расчет с использованием модифицированной версии FDS. Величины осреднены от 250 до 300 с

На Рис. 61 показано, как происходит активация подсеточной модели. На стадии воспламенения нового участка поверхности пластины температурный градиент определяется значением $T_{f,cr}$, а затем температурой \tilde{T} , разрешенной на сетке. Это происходит из-за того, что массовая доля кислорода вблизи поверхности пластины быстро уменьшается из-за вдува летучих. В результате оказывается, что $T_f - T_w = Y_{O_2} \Delta h_{c,O_2} / c_p$

< 400 К, и, следовательно, выполняются условия $T_f < T_{f,cr}$ и $T_f < \tilde{T}$. При переходе к стадии самоподдерживающегося горения переключение на другие ветви алгоритма (107) уже не происходит.

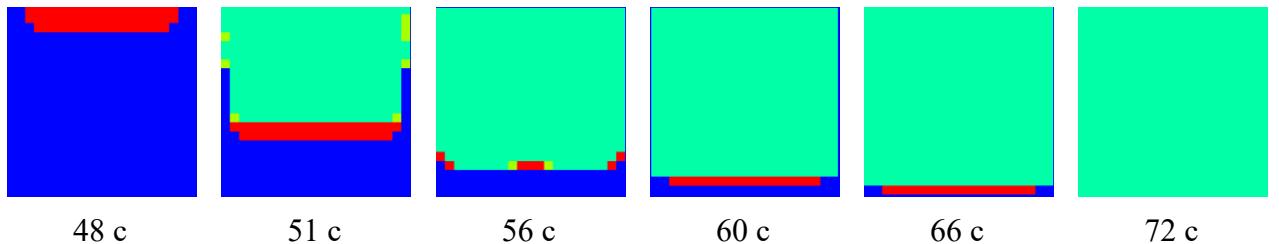


Рис. 61. Активация подсеточной модели (107) на поверхности пластины горючего материала при $m''_{cr} = 1 \text{ г}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$ и $T_{f,cr} = 1700$ К. Отключение внешнего нагрева происходит при 65 с. Синий цвет соответствует участкам, на которых $m'' < m''_{cr}$, на остальных участках $m'' > m''_{cr}$. Перепад температуры, используемый в расчёте конвективного потока на поверхности: зеленый цвет – $\tilde{T} - T_w$, красный – $T_{f,cr} - T_w$, желтый – $T_f - T_w$

Таким образом, завышенное значение тепловых потоков и скорости выгорания объясняется завышенным значением коэффициента теплоотдачи между пламенем и поверхностью, который определяется теплопроводностью летучих. Разница в расчетах с использованием модифицированной и стандартной версий FDS связана в основном с тем, что эффективный коэффициент теплоотдачи в модифицированной версии определяется теплопроводностью газа, а в стандартной – эмпирическими соотношениями.

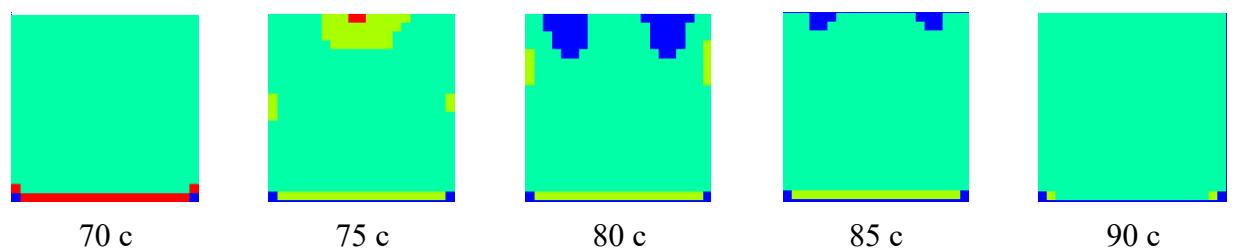


Рис. 62. Активация подсеточной модели (107) на поверхности пластины горючего материала при $m''_{cr} = 1 \text{ г}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$ и $T_{f,cr} = 1700$ К с учетом параметра вдува. Отключение внешнего нагрева происходит при 65 с. Обозначение цветов см. на Рис. 61

Наилучшее согласие с экспериментом получено с учётом параметра вдува с помощью формулы (109) (см. Рис. 60). На Рис. 62 видно, что при переходе к самоподдерживающемуся горению, переключение между ветвями алгоритма (107) позволяет под-

держать горение пластины вблизи передней и дальней кромки пластины, где происходит кратковременное погасание, связанное с собственным излучением поверхности. Примерно через 25-30 с после отключения внешнего нагрева переходный процесс завершается и самоподдерживающееся горение продолжается по всей площади пластины. Отметим, что без учета параметра вдува переключение между ветвями на стадии самоподдерживающегося горения не происходит. Как и для горизонтальной пластины, изменение модельных параметров в диапазоне $1400 \text{ K} < T_{f,cr} < 2000 \text{ K}$, $1 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) < m''_{cr} < 3 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ оказывает слабое влияние на результаты расчетов. Однако, уменьшение $T_{f,cr}$ до 1100 К приводит к погасанию нижней части пластины. Уменьшение m''_{cr} до $0.1 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ приводит к появлению численной неустойчивости, которая не устраняется даже при введении дополнительных итераций в выражение (107).

Следует подчеркнуть, что для пламени у вертикальной стенки коррекция теплового потока необходима не только в зоне пиролиза, где происходит выделение летучих, но и в зоне прогрева инертной поверхности.

3.5. Выводы

В данном разделе разработана и апробирована методика совместного моделирования термического разложения термопластиков и газофазного горения летучих в турбулентном пламени. Апробация отдельных компонентов модели выполнена в рамках раздельного моделирования, после чего методика совместного моделирования применена для горения горизонтальных образцов. Получены следующие результаты.

1. При заданном расходе горючего удовлетворительно воспроизведены основные характеристики газофазного пламени: осредненная температура, вертикальная скорость, лучистый тепловой поток. Использование приближения серого газа с заданной долей излученной энергии позволяет существенно снизить время расчета при удовлетворительном согласии расчётных и измеренных радиационных потоков. Минимальным требованием является выполнение критерия $D^*/\Delta > 20$ и использование не менее 104 дискретных угловых направлений.

2. При заданном внешнем тепловом потоке получено удовлетворительное согласие для скорости газификации термопластиков в инертной атмосфере. Продемонстрирован компенсационный эффект, в соответствии с которым расчётная скорость газификации термопластиков оказывается нечувствительной к изменению энергии активации

ции реакции пиролиза при условии сохранения константы скорости реакции при температуре поверхности.

3. Расчёты, выполненные с помощью методики совместного моделирования, хорошо воспроизводят экспериментальные зависимости скорости газификации термопластиков от времени при наличии интенсивного внешнего нагрева. Расчётные значения времени задержки зажигания и температуры поверхности в момент зажигания согласуются с экспериментальными данными и оценками классической тепловой теории.

4. Установлено, что при использовании существующих версий FDS соотношение лучистого и конвективного теплового потока на поверхности горючего материала воспроизводится неверно. При этом доля лучистого теплового потока на поверхности горючего оказывается завышена, а конвективного – занижена по сравнению с имеющимися экспериментальными данными. Этот недостаток используемого расчётного кода обусловлен, во-первых, невозможностью разрешения температурных градиентов вблизи поверхности при использовании грубых расчетных сеток и, во-вторых, приближённым расчётом эмиссии и переноса теплового излучения (априорное задание доли излучённой энергии, приближённое вычисление эффективного коэффициента поглощения).

5. Выявленный недостаток существующих версий FDS не позволяет воспроизвести самоподдерживающееся горение вертикальных и горизонтальных пластин термопластиков и препятствует численному моделированию распространения пламени навстречу газовому потоку (в этом случае роль конвективного теплового потока из пламени в зону прогрева очень велика). Указанный недостаток не препятствует выполнению расчётов развитого турбулентного пламени в направлении газового потока при условии доминирования лучистого теплового потока на горящей поверхности.

6. Для устранения выявленного недостатка применена новая подсеточная модель (пристеночная функция) для расчёта конвективного теплового потока в условиях недостаточного сеточного разрешения температурных градиентов в пламени вблизи твердой поверхности. Результаты апробации данной модели показывают, что она позволяет получить хорошее согласие с экспериментальными данными как при наличии внешнего нагрева, так и при переходе к самоподдерживающемуся режиму. Данная подсеточная модель для расчёта конвективного теплового потока на поверхности горючего материала, охваченной пламенем, впервые внедрена в расчётный код FDS.

4. Распространение турбулентного пламени по вертикальной поверхности горючего материала

В разделе [1.4](#) показано, что наиболее полные современные модели распространения пламени по поверхности горючего материала (см. например [175, 176, 214]) используют кинетические модели пиролиза и позволяют учесть сложные процессы изменения структуры и объема материала, сопровождающие пиролиз (в том числе расслоение, обугливание, вспучивание, образование пустот). Обычно, калибровка таких моделей выполнена для определенного типа материалов³⁴. Для этого необходимо задать большое количество кинетических параметров, теплофизических и теплохимических свойств. Выбор численных значений модельных параметров для таких задач выполняется с использованием сложных схем оптимизации [52, 36], которые минимизируют целевую функцию в пространстве указанных параметров. Задача определения оптимального множества модельных параметров должна быть решена применительно к каждому рассматриваемому виду пожарной нагрузки.

Альтернативный подход предложен в работах нашей научной группы [138, 139, 140, 18, 21, 22]. Он предполагает использование приближенного (упрощенного) метода на основе тепловой модели зажигания конденсированных горючих материалов. В рамках такого подхода, материал претерпевает инертный прогрев (в отсутствие химических реакций) до того момента, как температура поверхности материала достигнет температуры воспламенения. После этого скорость выгорания материала полагается постоянной. Такой подход позволяет применять сократить число модельных параметров и ускорить вычисления при сохранении тепловой обратной связи между газофазным горением и термическим разложением пожарной нагрузки. Следует ожидать, что преимущества упрощённого подхода проявляются в практически важных случаях, когда точный состав пожарной нагрузки неизвестен (например, при развитии пожаров в стеллажных хранилищах). В то же время, существующий опыт применения тепловой модели пиролиза в задачах распространения пламени по поверхности твёрдых горючих материалов крайне ограничен.

Цель данного раздела – демонстрация применимости тепловой модели пиролиза твёрдых горючих материалов для численного моделирования распространения турбу-

³⁴ Наиболее часто исследователей интересуют картон, рулоны бумаги, древесина, пластик и т.п.

лентного пламени вверх по вертикальной поверхности. При этом выполняется сравнение результатов тепловой и кинетической теории и устанавливается область применимости тепловой теории.

Важным достоинством тепловой модели пиролиза является то, что она позволяет получить приближённые аналитические решения для времени задержки воспламенения и скорости распространения пламени. Для целей данной работы в следующем разделе формулируется приближённая аналитическая теория распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной плоской поверхности горючего материала. Результаты приближённой аналитической теории используются для интерпретации результатов численного моделирования.

4.1. Аналитическая модель распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности

4.1.1. Описание модели

Принципы построения модели изложены в работах [21, 138, 140] и в разделе [1.3.2](#). Рассмотрим вертикальную пластину (ширина W , высота H), на одной из сторон которой формируется естественно-конвективное пламя газообразных продуктов пиролиза, и определим скорость, с которой пламя распространяется вверх. В основе приближённой модели лежит выделение двух пространственных зон: зоны прогрева и зоны пиролиза, протяжённости которых на Рис. 63 обозначены x_p и L_f , соответственно.

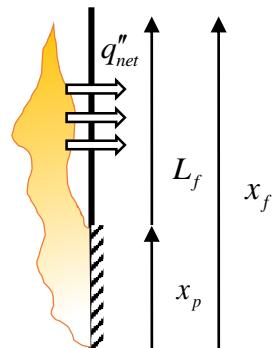


Рис. 63. Модель распространения пламени вверх по вертикальной поверхности

В зоне прогрева температура поверхности горючего материала повышается от начального значения T_0 до температуры зажигания T_{ign} , при достижении которой начинается пиролиз. При этом предполагается, что тепловой поток, полученный материалом в зоне прогрева, характеризуется средним значением q''_{net} . В зоне пиролиза имеет место газификация горючего материала, соответствующая скорости выгорания m'' . В установившемся режиме скорость распространения пламени определяется скоростью перемещения границы зоны пиролиза:

$$V_p = \frac{dx_p}{dt} \quad (110)$$

Если известна скорость распространения пламени V_p , то уравнение (110) позволяет определить зависимость $x_p(t)$. Будем полагать, что пиролиз начинается при $t = 0$ в узкой полосе вблизи $x_p = 0$.

В данной модели скорость распространения пламени определяется как отношение длины зоны прогрева L_f к промежутку времени τ_{ign} , протекающему до воспламенения газообразных продуктов пиролиза в указанной зоне:

$$V_p = \frac{L_f}{\tau_{ign}}. \quad (111)$$

Для определения скорости распространения пламени необходимо оценить две величины: протяжённость зоны пиролиза L_f и время задержки воспламенения τ_{ign} .

Будем полагать, что длина зоны прогрева равна высоте турбулентного пламени, для которой используем эмпирическую корреляцию, предложенную в работе [164] (Quintiere J.G., Cleary T.G., 1994):

$$\frac{L_f}{W} = C Q^{*2/3}, \quad (112)$$

где W – ширина пластины³⁵, C – эмпирическая константа, Q^* – безразмерная мощность тепловыделения, которая определяется равенством³⁶:

$$Q^* = \frac{\dot{Q}}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g} W^{5/2}}. \quad (113)$$

³⁵ Отметим, что если показатель степени равен 2/3, то выбор характерного размера D равенствах (3) и (4) не влияет на высоту пламени (см. равенство (5)). Поэтому в равенстве можно положить $D=W$.

³⁶ Пренебрегаем тепловой мощностью пилотного пламени.

В равенстве (113): \dot{Q} – мощность тепловыделения в результате горения материала, ρ_0 , c_p , T_0 – плотность, теплоёмкость и температура окружающей среды, $g = 9.81 \text{ м}^2/\text{с}$ – ускорение свободного падения. Мощность тепловыделения равна

$$\dot{Q} = x_p W m'' f_c \Delta h_c, \quad (114)$$

где Δh_c – теплота сгорания летучих, f_c – полнота сгорания.

Подстановка (113) и (114) в равенство (112) показывает, что высота турбулентного пламени не зависит от ширины пластины:

$$L_f = C \left(\frac{x_p m'' f_c \Delta h_c}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g}} \right)^{2/3} = x_*^{1/3} x_p^{2/3}, \quad (115)$$

где

$$x_* = C^3 \left(\frac{m'' f_c \Delta h_c}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g}} \right)^2. \quad (116)$$

Отметим, что в ряде работ (см., например [98] (Y. Hasemi, 2016), [166] (J. Quintiere, 2002), [181] (K. Saito et al, 1989)) равенство (112) записывают в виде $x_f/W = CQ^{*2/3}$, где³⁷ $x_f = x_p + L_f$. В этом случае вместо (111) будем иметь $V_p = (x_f - x_p)/\tau_{ign}$, где $x_f = x_*^{1/3} x_p^{2/3}$, и с учётом определения (110) получим дифференциальное уравнение для x_p :

$$\frac{dx_p}{dt} = \frac{x_*^{1/3} x_p^{2/3} - x_p}{\tau_{ign}}. \quad (117)$$

Решение уравнения (117) с начальным условием $x_p(0) = 0$ имеет вид:

$$x_p = x_* \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{3\tau_{ign}} \right) \right)^3, \quad V_p = \frac{x_*}{\tau_{ign}} \exp \left(-\frac{t}{3\tau_{ign}} \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{3\tau_{ign}} \right) \right)^2. \quad (118)$$

Легко убедиться, что в соответствии с решением (118) координата границы зоны пиролиза стремится к постоянному значению x_* . При этом скорость распространения пламени увеличивается по кубическому закону $x_p \approx x_* \left(t / (3\tau_{ign}) \right)^3$ при $t \ll 3\tau_{ign}$, затем достигает максимума при $t = (3 \ln 3) \tau_{ign}$, после чего снижается. Данный результат, полученный в работе [181] (K. Saito et al., 1989), противоречит экспериментальным данным для полностью газифицирующихся полимеров (ПММА), для которых замедление

³⁷ Отметим, что для L_f в работе [38] использован термин “excess flame length”.

распространения пламени не наблюдается [217] (P.K. Wu et al., 1996). Указанное противоречие было отмечено в работах [180] (K. Saito et al., 1986) и [167] (J.G. Quintiere, 2006) и устранено в нашей работе [138] (E. Markus et al., 2019).

Замедление распространения пламени, предсказываемое решением (118), связано с уменьшением протяжённости зоны прогрева из-за того, что x_f растёт медленнее, чем x_p . Использование равенства (111) позволяет избежать указанного противоречия.

Экспериментальные данные показывают, что в установившемся режиме и в отсутствие полного выгорания материала (достаточно толстый слой) скорость распространения пламени описывается степенной зависимостью [166] (J.G. Quintiere, 2002):

$$V_p = Ax_p^n. \quad (119)$$

Отметим, что при $n > 1$ функция $x_p(t)$ стремится к бесконечности по истечении конечного промежутка времени. Поскольку это не имеет физического смысла, будем полагать, что $n < 1$. В этом случае, используя (110) и (119), можно получить

$$x_p = ((1-n)At)^{1/(1-n)} \text{ и } V_p = A((1-n)At)^{n/(1-n)} \sim t^{n/(1-n)}, \quad (120)$$

откуда следует, что

$$x_p = (1-n)V_p t. \quad (121)$$

Из соотношений (111) и (115) следует, что в равенстве (119) должно быть $n = 2/3$. Данное численное значение обусловлено значением степени 2/3 в равенстве (112) для высоты турбулентного пламени у вертикальной поверхности³⁸.

Используя (111), (115) и (121), получим следующие выражения для скорости распространения пламени и границы зоны пиролиза (с учётом $n = 2/3$):

$$V_p = \frac{x_*}{\tau_{ign}} \left(\frac{t}{3\tau_{ign}} \right)^2, \quad (122)$$

$$x_p = x_* \left(\frac{t}{3\tau_{ign}} \right)^3. \quad (123)$$

³⁸ Отметим, что для ламинарного пламени в работе [75] (A.C. Fernandez-Pello, 1978) теоретически получено $n = 1/2$, $V_p \sim t$, $x_p \sim t^2$ для термически толстого слоя и $n = 3/4$ для термически тонкого слоя горючего материала. В работах [141] (G.H. Markstein et al., 1973) и [150] (L. Orloff, 1975), в которых экспериментально исследовано распространение турбулентного пламени по вертикальной поверхности, получены значения $n = 1/2$ для термически тонкого слоя (горение ткани [141] (G.H. Markstein et al., 1973)) и $n = 0.964$ для термически толстого слоя ПММА [150] (L. Orloff, 1975).

Время задержки воспламенения τ_{ign} оценим с помощью тепловой теории, в соответствии с которой инертный материал прогревается постоянным тепловым потоком q''_{net} , а воспламенение происходит при достижении температуры T_{ign} на поверхности (145):

$$\tau_{ign} = \min \left(\frac{\pi}{4} \frac{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2}{q''_{net}^2}, \frac{\delta c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)}{q''_{net}} - \frac{1}{\pi} \frac{\delta^2}{\lambda_s / (c_s \rho_s)} \right), \quad (124)$$

где аргументы соответствуют термически толстому и термически тонкому слою материала, λ_s , c_s , ρ_s – теплопроводность, теплоёмкость и плотность материала, δ – толщина слоя.

В данной работе результирующий тепловой поток определялся с учётом собственного излучения поверхности, на которой имеет место пиролиз:

$$q''_{net} = q''_{inc} - \varepsilon \sigma T_{ign}^4, \quad (125)$$

где ε – степень черноты поверхности, q''_{inc} – суммарный (конвективный и поглощённый радиационный) тепловой поток, осреднённый по поверхности, охваченной пламенем.

Соотношения (122) и (123) вместе с равенством (124) представляют упрощённую модель распространения пламени вверх по вертикальной горючей поверхности.

Стационарное горение термически-тонкого слоя

Рост площади зоны пиролиза прекратится, если слой материала выгорит по всей толщине δ . В соответствии с рассматриваемой моделью, в этом случае предельная проптажённость зоны пиролиза составляет:

$$x_p - x_b = V_p \tau_b, \quad (126)$$

где $\tau_b = \delta / (m'' / \rho_s)$ – время, за которое материал в слое толщиной δ полностью выгорает, x_b – высота нижней грани (располагая начало координат на нижней грани, будем иметь $x_b = 0$ и $x_p = V_p \tau_b$). При этом устанавливаются предельная скорость распространения пламени $V_p = V_{p,b}$:

$$V_{p,b} = \frac{C}{\tau_{ign}} \left(\frac{\rho_s \delta f_c \Delta h_c}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g}} \right)^2, \quad (127)$$

и мощность тепловыделения на пределе выгорания определяется как $\dot{Q} = \dot{Q}_b$:

$$\frac{\dot{Q}_b}{W\delta} = \rho_s V_{p,b} f_c \Delta h_c. \quad (128)$$

Интересно отметить, что предельные значения скорости распространения пламени и мощности тепловыделения не зависят от скорости выгорания материала m'' . Это связано с тем, что увеличение скорости выгорания увеличивает тепловую мощность, соответствующую единице площади зоны пиролиза, но уменьшает площадь зоны пиролиза из-за уменьшения времени выгорания. Данный сценарий трудно реализовать на практике, поскольку он возможен только для достаточно тонкого слоя материала и при условии достаточно большой протяжённости горящей поверхности (см., например горение ткани, исследованное в работе [141] (G.H. Markstein et al., 1973)).

Если время задержки зажигания τ_{ign} превышает время выгорания τ_b , то распространение пламени становится невозможным (происходит погасание). Критическое условие погасания $\tau_{ign}/\tau_b = 1$ определяется свойствами материала, толщиной слоя и интенсивностью нагрева.

Нестационарное горение термически-толстого слоя. Анализ чувствительности к параметрам модели

Рассмотрим нестационарное распространение пламени по поверхности термически-толстого слоя без учета выгорания материала. Анализ уравнений (114) и (123) может помочь оценить чувствительность модели к температуре воспламенения T_{ign} и скорости выгорания m'' . В термически-толстом пределе в уравнении (124) активируется первый аргумент функции минимума, тогда изменение высоты зоны пиролиза, мощности тепловыделения и скорости ее роста может зависят от времени следующим образом:

$$x_p = C^3 \left(\frac{m'' f_c \Delta h_c}{\rho_0 c_P T_0 \sqrt{g}} \right)^2 \left(\frac{4}{3\pi} \frac{q_{net}''^2}{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2} t \right)^3 \sim \frac{m''^2}{(T_{ign} - T_0)^6} t^3, \quad (129)$$

$$\dot{Q} = W (m'' f_c \Delta h_c)^3 C^3 \left(\frac{4}{3\pi} \frac{q_{net}''^2}{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2} \right)^3 \left(\frac{1}{\rho_0 c_P T_0 \sqrt{g}} \right)^2 t^3 \sim \frac{m''^3}{(T_{ign} - T_0)^6} t^3, \quad (130)$$

$$\frac{d\dot{Q}}{dt} = W m'' f_c \Delta h_c C^3 \left(\frac{m'' f_c \Delta h_c}{\rho_0 c_P T_0 \sqrt{g}} \right)^2 \left(\frac{4}{\pi} \frac{q_{net}''^2}{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2} \right)^3 \frac{t^2}{9} \sim \frac{m''^3}{(T_{ign} - T_0)^6} t^2, \quad (131)$$

Поскольку уравнения (129), (130), (131) выведены для полубесконечной пластины, то они предсказывают постоянный рост мощности тепловыделения. Если же

рассматривается пластина высотой H , то для уравнений (129), (130), (131) область определения соответствует неравенству $x_p(t) < H$. Согласно уравнению (123), время, за которое высота зоны пиролиза, $x_p(t)$, достигнет вершины пластины, H , равно:

$$t_H = 3\tau_{ign} \left(\frac{H}{x_*} \right)^{1/3} = H^{1/3} \frac{3\pi}{4C} \frac{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2}{q_{net}''^2} \left(\frac{\rho_0 c_P T_0 \sqrt{g}}{m'' f_c \Delta h_c} \right)^{2/3} \sim \frac{(T_{ign} - T_0)^2}{m''^{2/3}}. \quad (132)$$

В этот же момент мощность тепловыделения будет равна максимально возможной:

$$\dot{Q}_{max} = HWm''f_c\Delta h_c \sim m'', \quad (133)$$

Фронт пламени достигнет верхней грани пластины ($x_p = H$) в момент времени $t = t_H$.

В этот же момент скорость распространения пламени и скорость роста \dot{Q} примут наибольшие значения:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dx_p}{dt} \right|_{x_p=H} &= \frac{x_*}{\tau_{ign}} \left(\frac{t_H}{3\tau_{ign}} \right)^2 = \frac{x_*^{1/3} H^{2/3}}{\tau_{ign}} = C \left(\frac{m'' f_c \Delta h_c}{\rho_0 c_P T_0 \sqrt{g}} \right)^{2/3} \frac{4}{\pi} \frac{q_{net}''^2 H^{2/3}}{\lambda_s c_s \rho_s (T_{ign} - T_0)^2}, \\ \left. \frac{d\dot{Q}}{dt} \right|_{max} &= \left. \frac{d\dot{Q}}{dt} \right|_{x_p=H} = \left. \frac{dx_p}{dt} \right|_{x_p=H} Wm''f_c\Delta h_c \sim \frac{m''^{5/3}}{(T_{ign} - T_0)^2}. \end{aligned} \quad (134)$$

В основе приведенного выше анализа лежит предположение о том, что форма фронта пиролиза оказывается плоской, а направление распространения перпендикулярно фронту. Экспериментальные данные и результаты численного моделирования, напротив, говорят о том, что форма фронта обычно оказывается искривленной.

Равенство (122) показывает, что имеет место ускорение движения пламени, что согласуется с экспериментальными данными [150] (L. Orloff et al., 1975), [97, 98] (Y. Hasemi et al., 1991, 2016), [166] (J.G. Quintiere, 2002), [141] (G.H. Markstein et al., 1973), [217] (P.K. Wu et al., 1996). Ускорение имеет место, поскольку с течением времени площадь зоны пиролиза растёт.

4.1.2. Калибровка и апробация модели

Постановка задачи

В качестве экспериментального прототипа выбрана работа [217] (P.K. Wu et al., 1996). Вертикальная крупномасштабная пластина полиметилметакрилата (высотой $H = 5$ м, шириной $W = 0.58$ м, толщиной $\delta = 2.5$ см) воспламеняется снизу внешним лу-

чистым тепловым потоком от нагревателя. В ходе эксперимента исследуется распространение турбулентного естественно-конвективного пламени вверх по пластине ПММА вплоть до того момента, когда пламя достигает верхней грани пластины. В [217] измерены зависимости от времени для следующих величин: мощности тепловыделения, высоты зоны пиролиза, вертикальных профилей результирующих тепловых потоков. Учитывая, что датчики теплового потока не охлаждались, то экспериментально полученные значения можно полагать равными результирующему тепловому потоку.

Выбор модельных параметров

Для использования тепловой модели пиролиза необходимо определить следующее множество параметров: теплофизические свойства материала (теплоемкость, теплопроводность, плотность), температуру воспламенения T_{ign} , скорость выгорания m'' , время выгорания τ_b и теплоту газификации Δh_g . Покажем процедуру выбора модельных параметров на примере сценария [217].

1. Теплофизические свойства материала могут быть измерены или определены исходя из имеющихся опубликованных данных. Теплофизические использованные в данной серии расчетов перечислены в Табл. 5.

Табл. 5. Теплофизические свойства ПММА и окружающего воздуха

Материал	Свойство	Значение	Источник
ПММА	Коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К)	λ_s 0.21	[42] (Bal N., Rein G., 2011)
	Теплоемкость, Дж/(кг·К)	c_s 2200 1337 ³⁹	[196] (S. Stoliarov et al., 2008)
	Плотность, кг/м ³	ρ_s 1190	[42] (Bal N., Rein G., 2011)
	Теплота сгорания, кДж/кг	Δh_c 25200	[103] (M.J. Hurley, 2016)
	Теплота газификации, кДж/кг	Δh_g 870	[196] (S. Stoliarov et al., 2008)
	Полнота сгорания, –	f_c 0.82	
	Степень черноты поверхности, –	ε 0.9	
Воздух	Коэффициент поглощения, 1/м	κ 2700	[195] (S. Stoliarov et al., 2009)
	Теплоемкость, Дж/(кг·К)	c_p 1000	
	Плотность, кг/м ³	ρ_0 1.1	
	Температура, К	T_0 300	

³⁹ В расчетах с кинетической моделью использовано $\mathcal{C} = 1337$ Дж/(кг·К).

2. Температура воспламенения многих практически важных материалов приведена, например в [165] (J.G. Quintiere, 2016). Как показано в [191] (A. Snegirev et al., 2018), чтобы правильно воспроизвести измеренные значения времени задержки воспламенения, значение температуры воспламенения должно быть подобрано совместно с теплофизическими свойствами. При апробации тепловой модели температуру воспламенения варьировали от 340 до 400 °C (613 - 673 K), что соответствует экспериментальным данным для ПММА.

3. Характерное значение скорости выгорания можно вычислить с использованием формулы (133) и измеренных значений мощности тепловыделения [217], как показано на Рис. 64, б. В данном случае максимальное значение мощности тепловыделения \dot{Q}_{\max} лежит в диапазоне от 1000 до 1200 кВт. Если эффективность сгорания f_c принять равной 0.82, то скорость выгорания m'' принимает значения от 0.016 до 0.02 кг/(м²·с). Это соответствует опубликованным значениям для крупномасштабных пластин ПММА [199] (A. Tewarson et al., 1992), [43] (V. Babrauskas, 2016).

4. Время выгорания материала может быть оценено по формуле $\tau_b = \rho_s \delta / m''$. Для ПММА с плотностью $\rho_s = 1190$ кг/м³, толщиной пластины 2.5 см и скоростью выгорания $m'' = 0.016$ кг/(м²·с) время выгорания составит: $\tau_b = \rho_s \delta / m'' = 1860$ с. Эта величина превышает время наблюдения в эксперименте (1400 с), а значит выгорания материала не происходит.

5. В FDS тепловая модель реализована так, что после воспламенения продолжается численное решение уравнения (86). При этом в граничном условии на поверхности учитываются затраты связанные с теплотой газификации (Δh_g), что позволяет ограничить скорость роста температуры поверхности. На основании литературных данных для ПММА выбрано значение $\Delta h_g = 870$ кДж/кг [196] (S. Stolarov et al., 2008). Отметим, что увеличение температуры горящей поверхности оказывается на эмиссии собственного излучения. Это становится важным, если температура поверхности велика (это имеет место при горении обугливающихся материалов) и при наличии нескольких горящих поверхностей, обменивающихся лучистыми тепловыми потоками друг с другом. Именно такой сценарий соответствует развитию пожара на высокостеллажном складе, рассмотренному ниже в главе 5.

Сравнение результатов расчётов по аналитической модели с экспериментальными данными

Чтобы учесть расход тепла на газификацию, теплоёмкость материала c в формуле (124) для времени задержки зажигания умножена на $1 + \Delta h_g / (c(T_{ig} - T_0))$, где Δh_g – теплота газификации. С учётом опубликованных экспериментальных данных [166, 164] (J.G. Quintiere et al., 1994, 2002) принимали $q''_{inc} = 30 \text{ кВт/м}^2$ для горения в отсутствие внешнего теплового потока.

Константа C в формуле (112) для высоты пламени выступает в роли параметра, который следует откалибровать так, чтобы модель воспроизводила экспериментальные данные. В литературе предложены значения C в интервале от 4 до 7 [166, 164] (J.G. Quintiere et al., 1994, 2002), причём высота пламени отсчитывалась от *нижней* границы очага. С учётом того, что данной работе высоту пламени L_f , используемую в формуле (112), отсчитывали от *верхней* границы очага, следует скорректировать значение C .

Полагая $C = 2$ и используя выражения (116) и (124), для $m'' = 0.02 \text{ кг/(м}^2\cdot\text{с)}$, $T_{ign} = 370^\circ\text{C}$ можно получить: $x_* = 1.28 \text{ м}$, $\tau_{ign} = 318 \text{ с}$ (термически-толстый случай). Тогда уравнение (123) принимает вид $x_p = at^3$, где $a = x_* / (3\tau_{ign})^3 = 1.48 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^3$. Для плоского фронта пиролиза, перпендикулярного направлению распространения пламени, равенство (114) даёт кубическую зависимость мощности тепловыделения от времени $\dot{Q} = Wm''f_c\Delta h_c at^3$ (см. также уравнение (130)).

Измеренные и вычисленные зависимости высоты зоны пиролиза x_p и мощности тепловыделения \dot{Q} от времени представлены на Рис. 64. На Рис. 64, а видно, удовлетворительное согласие между аналитической и экспериментальной зависимостью $x_p(t)$ можно получить для $m'' = 0.02 \text{ кг/(м}^2\cdot\text{с)}$.

Вместе с тем, мощность тепловыделения, полученная в результате применения данной модели при той же скорости убыли массы горючего материала ($m'' = 0.02 \text{ кг/(м}^2\cdot\text{с)}$), оказывается выше экспериментальной (см. Рис. 64, б). Улучшить согласие с экспериментом для мощности тепловыделения можно при уменьшении скорости убыли массы горючего материала до $m'' = 0.016 \text{ кг/(м}^2\cdot\text{с)}$ (см. Рис. 64, б). Однако, как показано на Рис. 64, а, это приведет к значительному занижению высоты зоны пиролиза $x_p(t)$.

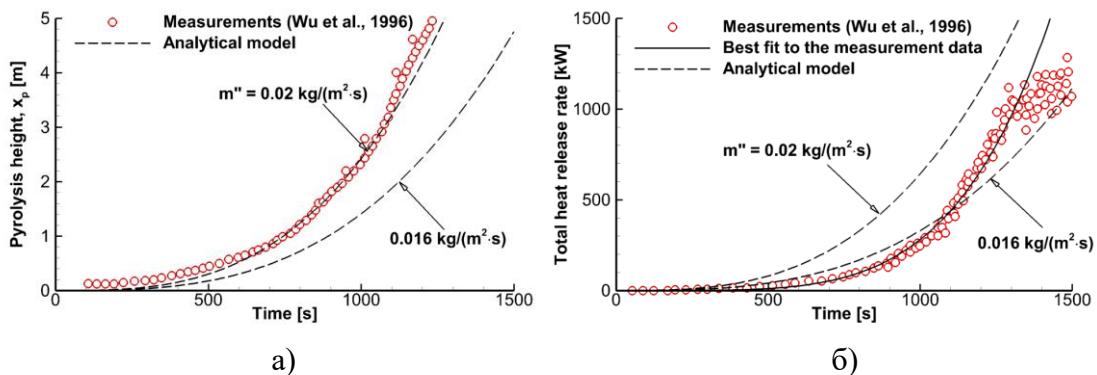


Рис. 64. Зависимость высоты зоны пиролиза (а) и мощности тепловыделения (б) от времени. Символы – результаты измерений [217] (Р.К. Wu, L. Orloff, A. Tewarson, 1996), пунктирные линии – результат применения аналитической модели, $m'' = 0.016$ и $0.02 \text{ кг}/(\text{м}^2\cdot\text{s})$

Основные причины несоответствия между результатами измерений и численного моделирования заключаются в следующем. Во-первых, форма фронта пиролиза в экспериментах обычно не является плоской: пламя распространяется быстрее вдоль центральной линии пластины и несколько медленнее на ее периферии. Во-вторых, скорость выгорания увеличивается с высотой. Эти особенности не принимаются во внимание в аналитической (приближенной) модели.

Аналитическая модель предполагает плоский фронт пиролиза и предсказывает кубическую зависимость высоты зоны пиролиза и мощности тепловыделения от времени: согласно уравнениям (130) и (129) $x_p \sim m''^2 t^3$, $\dot{Q} \sim m''^3 t^3$. Однако экспериментальные данные показывают более сильную зависимость мощности тепловыделения от времени ($\dot{Q}_{exp} \sim t^{4.7}$). Это указывает на искривление фронта в экспериментах. В самом деле, если бы он действительно не искривлялся и был плоским, то скорость выгорания материала увеличивалась бы по закону $m'' \sim t^{4.7/3} = t^{1.57}$, как предполагает зависимость $\dot{Q}_{exp}(t)$.

Значительное искривление фронта пиролиза и увеличение скорости выгорания с высотой подтверждаются расчетами, выполненными с применением кинетической модели пиролиза, как показано в следующем разделе. Таким образом, предположение о плоском фронте пиролиза и постоянстве скорости выгорания материала m'' является существенным ограничением приближенной аналитической модели распространения пламени.

4.2. Численное моделирование распространения пламени вверх по вертикальной поверхности

4.2.1. Постановка задачи

В данной части работы рассматривается тот же сценарий [217] (Wu P.K., Orloff L., Tewarson A., 1996), что и в разделе 4.1.2. Вертикальная крупномасштабная пластина полиметилметакрилата (высотой $H = 5$ м, шириной $W = 0.58$ м, толщиной $\delta = 2.5$ см) воспламеняется снизу внешним лучистым тепловым потоком от нагревателя. На Рис. 65 приведена схема расчетной области.

Граничные условия на боковых гранях пластины ПММА и ее обратной стороне соответствуют тепловой изоляции. Заподлицо с поверхностью горючего материала установлены теплоизолированные пластины из стали. Для граней расчетной области использованы граничные условия, проиллюстрированные на Рис. 65. Чтобы не допустить захвата воздуха с боков, боковые стенки полагаются теплоизолированными и закрытыми для течения продуктов сгорания и воздуха (т.е. непроницаемыми). Поступление свежего воздуха возможно через переднюю грань расчетной области. Нижняя часть пластины полиметилметакрилата нагревается за счет теплового потока от нагревателя-воспламенителя. Он имеет форму параллелепипеда, а его мощность регулируется изменением температуры поверхности той грани, которая обращена к поверхности ПММА. Расстояние между горячей гранью нагревателя-воспламенителя и ПММА составляет 20 см.



Рис. 65. Расчётная область и мгновенная изоповерхность мощности тепловыделения 200 кВт/м³

В этой части работы параметры нагревателя-воспламенителя оставались постоянными: температура поверхности, обращенная к поверхности образца равна 825 °C, высота нагревателя составляет 10 см, ширина – 120 см. Чтобы сократить время расчета и не рассматривать первоначальный прогрев материала, в отдельных случаях на нижней части пластины горючего материала (высотой до 10 см) установлена постоянная скорость потери массы образца. Ее значение определено в соответствии с тем, что наблюдалось для уже воспламенившейся части пластины.

Изменение параметров нагревателя-воспламенителя позволило выявить три режима распространение пламени, как показано в разделе [4.2.2](#), где скорость газификации ПММА учитывается с использованием кинетической модели пиролиза.

Характерный размер ячеек вблизи поверхности горючего материала, Δ , подбирался так, чтобы выполнялось условие $D^*/\Delta \geq 10$, где D^* - характерный пространственный масштаб естественно-конвективного пламени. Это соответствует рекомендациям, встречающимся в инженерной практике [147]. При этом $D^* = \left(\dot{Q}/(\rho_0 c_{P,0} T_0 \sqrt{g})\right)^{2/5}$ (где \dot{Q} – мощность тепловыделения в пламени, ρ_0 , $c_{P,0}$ и T_0 – плотность, теплоёмкость и температура окружающего воздуха). При соблюдении этих условий средняя высота пламени и его колебания воспроизводятся с достаточной точностью. В данной части работы Δ составлял от 1.6 до 2.6 см, что соответствует условию $D^*/\Delta \geq 10$.

В Табл. 5 приводятся свойства ПММА. Выход сажи установлен постоянным и равным 0.01 кг на 1 кг горючего, образованием СО пренебрегали. Процедура выбора модельных параметров описана выше в разделе [Выбор модельных параметров](#).

4.2.2. Результаты расчетов

Кинетическая модель

Согласно кинетической модели пиролиза (см. раздел [2.2.3](#)) скорость реакции пиролиза полагается конечной и зависит от температуры (100). Результаты численных расчётов показывают, что можно выделить несколько режимов распространения пламени в зависимости от размеров (ширины и высоты), а также мощности нагревателя-воспламенения. Далее приводится анализ влияния параметров нагревателя-воспламенителя на режим распространения пламени (высота 10 – 30 см м, ширина 60 -120 см, температура поверхности нагревателя 800–1300 °C).

На Рис. 66 приведены зависимости высоты зоны пиролиза и мощности тепловыделения от времени: $x_p(t)$ и $\dot{Q}(t)$ для нескольких наборов параметров нагревателя-воспламенителя. Для приведенных зависимостей можно выделить переходный период и этап развитого горения. На Рис. 66 можно заметить достаточно долгий период прогрева, в течение которого скорость роста мощности тепловыделения остается малой. Соответственно, и площадь поверхности пластины, которая охвачена пламенем остаются малой. После этого режим горения сменяется на развитый: наблюдается стремительный рост мощности тепловыделения и высоты зоны пиролиза. Отметим, что варьирование размеров и мощности нагревателя-воспламенителя оказывает значительный эффект на продолжительность переходного периода, но слабо влияет на скорость роста \dot{Q} и x_p на этапе развитого горения.

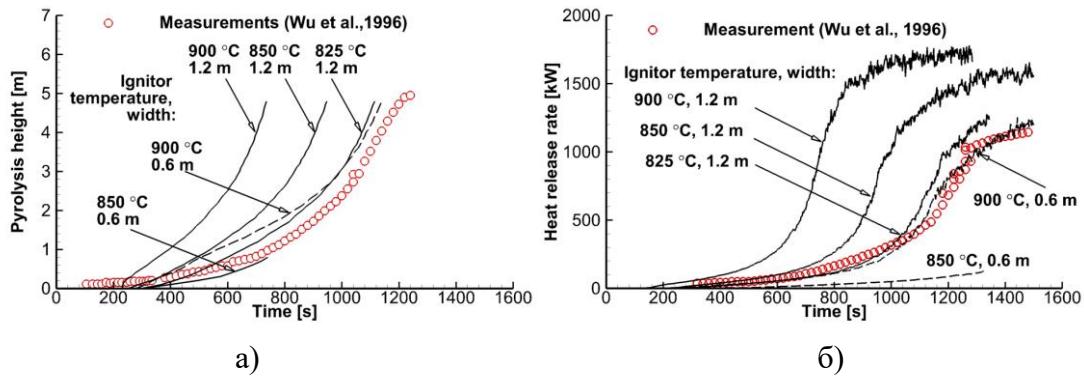


Рис. 66. Зависимость высоты зоны пиролиза (а) и мощности тепловыделения (б) от времени. Линии – расчёт (приведены значения температуры и ширины нагревателя), символы – измерения [217] (Wu P.K., Orloff L., Tewarson A., 1996)

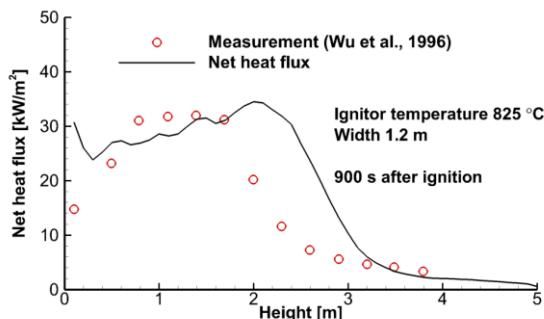


Рис. 67. Распределение теплового потока, полученного горючим материалом, по высоте пластины, момент времени – 900 с, температура нагревателя – 825 °C, ширина – 1.2 м. Линия – расчёт, символы – измерения [217] (P.K. Wu, L. Orloff, A. Tewarson, 1996)

Заметим, что в [217] способ инициирования горения описан не вполне подробно. Тем не менее, в расчетах удалось получить удовлетворительное согласие с экспериментальными зависимостями для мощности тепловыделения и высоты зоны пиролиза. Ширина нагревателя при этом составляет 60 см, а температура горячей излучающей поверхности – 900 °C.

В ходе расчетов было установлено, что даже незначительное изменение размеров и мощности нагревателя-воспламенителя может привести к смене сценариев распространения пламени. Можно выделить критические параметры нагревателя, которые разделяют переход к быстрому увеличению мощности тепловыделения и прекращение распространения пламени и с последующим затуханием пламени.

Сравнение с экспериментальными данными (Рис. 67) показывает, что тепловой поток, полученный материалом в зоне пиролиза, удовлетворительно воспроизводится в расчетах

Анализ результатов расчетов позволил выделить три качественно разных режима распространения пламени с разной формой фронта пиролиза: осевой, первый и второй фронтальный (Рис. 68).

Осевой режим (Рис. 68, а) наблюдается при неравномерном нагреве нижней части пластины горючего материала, когда нагреватель имеет небольшие размеры (до 10 см) и мощность (температура излучающей поверхности ниже 1000 °C). В этом случае пламя проскаивает вдоль центральной линии пластины, что приводит к образованию сужения («шейки»). Это происходит из-за интенсивного вовлечения холодного воздуха с боков пластины, что обусловлено отсутствие боковых стенок.

При достаточно равномерном и сильном нагреве нижней части пластины форма фронта пиролиза становится выпуклой и охватывает всю ширину пластины. В наших работах этот режим назван первым фронтальным (Рис. 68, б). Он реализуется, если высота нагревателя составляет от 10 до 30 см, ширина – 120 см, а температура его излучающей поверхности – 1000 °C. Существование данного режима подтверждается экспериментальными данными (см. например [205] (K.C. Tsai, 2011)).

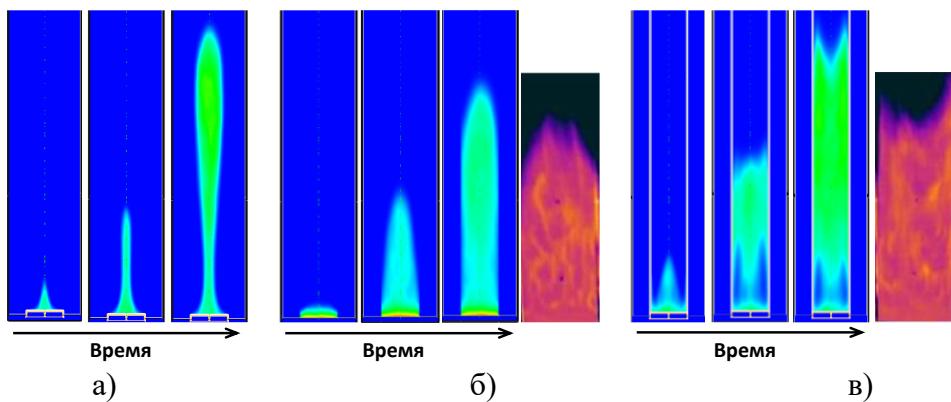


Рис. 68. Режимы распространения пламени по вертикальной поверхности горючего материала: а) – осевой; б) – первый фронтальный; в) – второй фронтальный. Показаны поля мгновенной скорости выгорания материала ($0\text{--}6 \text{ г}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$) для трёх последовательных моментов времени, а также (для фронтальных режимов) экспериментально наблюдаемая форма пламени из работы [205] (K.C. Tsai, 2011)

Наличие боковых стенок, установленных вплотную к краям пластины горючего материала, приводит к реализации второго фронтального режима, как показано на Рис. 68, в.. В этом случае фронт пиролиза также охватывает ширину всей пластины, но его форма оказывается вогнутой (или “V-образной”). Это происходит из-за того, что обтекание боковых стенок приводит к рециркуляции горячего газа и интенсификации прогрева горючего материала. В результате скорость распространения пламени вблизи боковых стенок оказывается выше, чем вдоль центральной линии. Существование второго фронтального режима распространения пламени также подтверждается в экспериментах (например, [205]).

Таким образом, расчеты подтверждают искривление формы фронта пиролиза. В этом случае площадь горящей поверхности растет не пропорционально высоте зоны пиролиза. В результате, связь между мощностью тепловыделения и высотой зоны пиролиза зависит от режима распространения пламени. Этот фактор необходимо принимать во внимание при анализе результатов экспериментов, а также при применении аналитических моделей.

Тепловая модель

Although the concept of an ignition temperature perpetually has been shrouded in controversy, there is nothing wrong with this useful idea when it is properly applied.

F.A. Williams [212]

Отметим, что тепловая модель пиролиза, реализованная в FDS, несколько отличается от приближенной аналитической модели, сформулированной выше в разделе [4.1.1](#). В частности, в FDS уравнение теплопроводности в слое материала учитывает проникновение теплового излучения вглубь материала и его поглощение в объеме слоя (в отличие от аналитической модели, в которой для времени задержки воспламенения используется равенство (124)). В результате время задержки воспламенения для материала с одинаковыми свойствами и при одном и том же результирующем тепловом потоке оказывается разным. Например, для длительности прогрева поверхности ПММА до температуры воспламенения 370 °С под воздействием суммарного теплового потока 50 кВт/м² расчёт с помощью FDS даёт 39 с. В то время, расчёт по формуле (124), используемой в аналитической модели, в термически толстом пределе даёт 14 с. Отметим, что несмотря на значительное рассогласование, оба значения находятся внутри диапазона экспериментальных данных для ПММА из литературных источников (см. например [191] (A. Snegirev et al., 2017)). Ещё одно важное отличие между численным расчётом и аналитической теорией заключается в том, что в численных расчётах учитывается искривление формы фронта пиролиза. Несмотря на указанные отличия, заключения о чувствительности результатов аналитической модели к значениям модельных параметров могут быть полезны при анализе результатов, полученных в численных расчётах.

На Рис. 69 показано влияние заданных значений температуры воспламенения T_{ign} и скорости выгорания материала m'' на результаты расчета. Согласно уравнениям (130), (132), (133), (134) для заданных значений результирующего теплового потока q''_{net} и температуры воспламенения T_{ign} , можно получить: $\dot{Q} \sim (m'')^3$, $t_H \sim (m'')^{-2/3}$, $\dot{Q}_{max} \sim m''$, и $(d\dot{Q}/dt)_{max} \sim (m'')^{5/3}$. Для $T_{ign} = 370$ °С (значение, соответствующее [191] (A. Snegirev et al., 2017)), влияние скорости выгорания m'' на интегральную мощность тепловыделения \dot{Q} показано на Рис. 69, а, где наблюдается удовлетворительное согласие с выводами, полученными при анализе чувствительности аналитической модели для изменения t_H и \dot{Q}_{max} в результате изменения m'' . Тем не менее, абсолютные значения

t_H заметно ниже экспериментальных, и такое рассогласование уменьшается при увеличении температуры воспламенения. В самом деле, Рис. 69, б показывает, что лучшее согласие с экспериментальными данными для $\dot{Q}(t)$ получено для $T_{ign} = 400^\circ\text{C}$ и $m'' = 0.02 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Однако, Рис. 69, б также показывает, что при этом наборе параметров расчёт занижает мощность тепловыделения на начальном этапе (назовем этот период индукционным) и завышает на конечном.

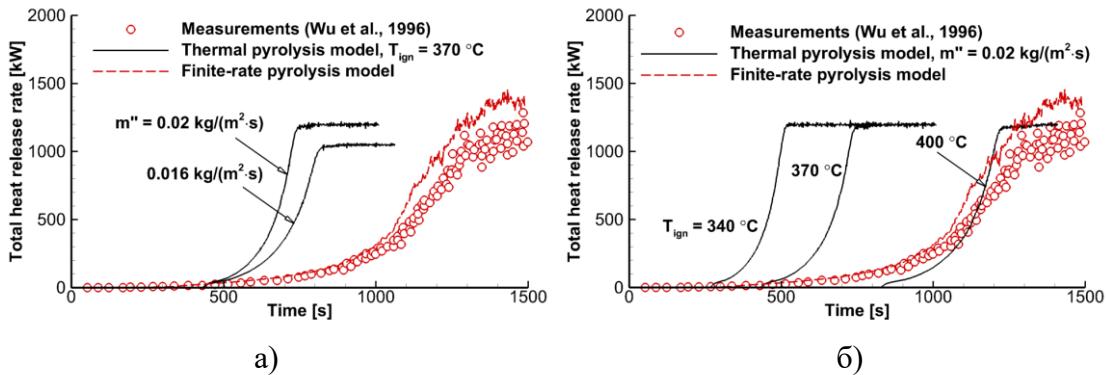


Рис. 69. Зависимость тепловыделения от времени. Сплошные линии – тепловая модель, FDS, пунктирные – кинетическая модель, FDS, символы – результаты измерений [217]. Влияние m'' при $T_{ign} = 370^\circ\text{C}$ (а) и T_{ign} при $m'' = 0.02 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$

Согласно уравнениям (130), (132), и (134), для заданного результирующего теплового потока q''_{net} и скорости выгорания m'' получим: $\dot{Q} \sim (T_{ign} - T_0)^{-6}$, $t_H \sim (T_{ign} - T_0)^2$ и $(d\dot{Q}/dt)_{max} \sim (T_{ign} - T_0)^{-2}$, что говорит о достаточно сильном влиянии T_{ign} на расчётную динамику распространения пламени (при этом \dot{Q}_{max} не зависит от T_{ign}). Влияние T_{ign} на результаты расчетов с использованием FDS показаны на Рис. 69, б. В согласии с выводами, полученными при использовании приближенной модели, если температура воспламенения оказывается слишком малой, то рост мощности тепловыделения происходит намного быстрее и данная величина достигает своего максимума раньше, чем зафиксировано в эксперименте [217]. Как отмечалось выше, наилучшее согласие с экспериментальными данными для мощности тепловыделения наблюдается для $T_{ign} = 400^\circ\text{C}$. Это значение превышает экспериментальные данные для ПММА [191].

Максимальная скорость роста мощности тепловыделения $(d\dot{Q}/dt)_{max}$, вычисленная с помощью FDS, слабо зависит от температуры воспламенения T_{ign} , что противоречит соотношению (134). Возможная причина заключается в сильном искривлении

фрона пиролиза, в результате которого разные участки фронта достигают верхнюю грань пластины не одновременно (сначала вблизи оси пластины и намного позднее – по краям). Кроме того, сказывается изменение результирующего теплового потока и, следовательно, скорости выгорания в зоне пиролиза с течением времени.

Приведённый анализ приводит к выводу о том, что при использовании тепловой модели калибровка двух основных модельных параметров (T_{ign} и m'') не позволяет полностью согласовать результаты численного расчёта с экспериментом. Ниже будет показано, что это обусловлено основными допущениями, используемыми в тепловой модели пиролиза.

Сравнение результатов кинетической и тепловой модели

Как эксперимент, так и расчёты показывают существование длительного промежутка времени (периода индукции) между включением нагревателя-воспламенителя и началом быстрого роста мощности тепловыделения. Главное отличие между результатами расчётов с кинетической и тепловой моделью пиролиза заключается в скорости роста мощности тепловыделения после начального периода. Несмотря на то, что длительность периода индукции может быть скорректирована подбором соответствующей температуры воспламенения, скорость роста мощности тепловыделения после начального периода для тепловой модели всегда оказывается намного выше, чем для кинетической модели (расчёт с помощью которой хорошо согласуется с экспериментом).

В отличие от тепловой модели пиролиза (в которой пиролиз нового участка включается скачком, и скорость выгорания резко увеличивается от нуля до заданного значения), кинетическая модель пиролиза предсказывает постепенный рост скорости выгорания в зоне пиролиза по мере прогрева. В частности, кинетическая модель показывает, что термическое разложение материала начинается, когда температура поверхности материала достигает отметки 250 °C. Пламя, формирующееся при сгорании летучих, увеличивает тепловой поток на поверхности материала, что в свою очередь увеличивает скорость выгорания материала. После того, как температура поверхности достигает 400 °C, скорость выгорания достигает стационарного значения (отметим, что этот результат, полученный с помощью кинетической модели, согласуется с выбором оптимальной температуры воспламенения при использовании тепловой модели).

Отличие результатов расчета с использованием кинетической и тепловой моделей пиролиза хорошо видно на Рис. 70, где представлено сравнение результирующих тепловых потоков, поступающих в горючий материал, температур поверхности и скоростей выгорания для четырех моментов времени для обеих моделей.

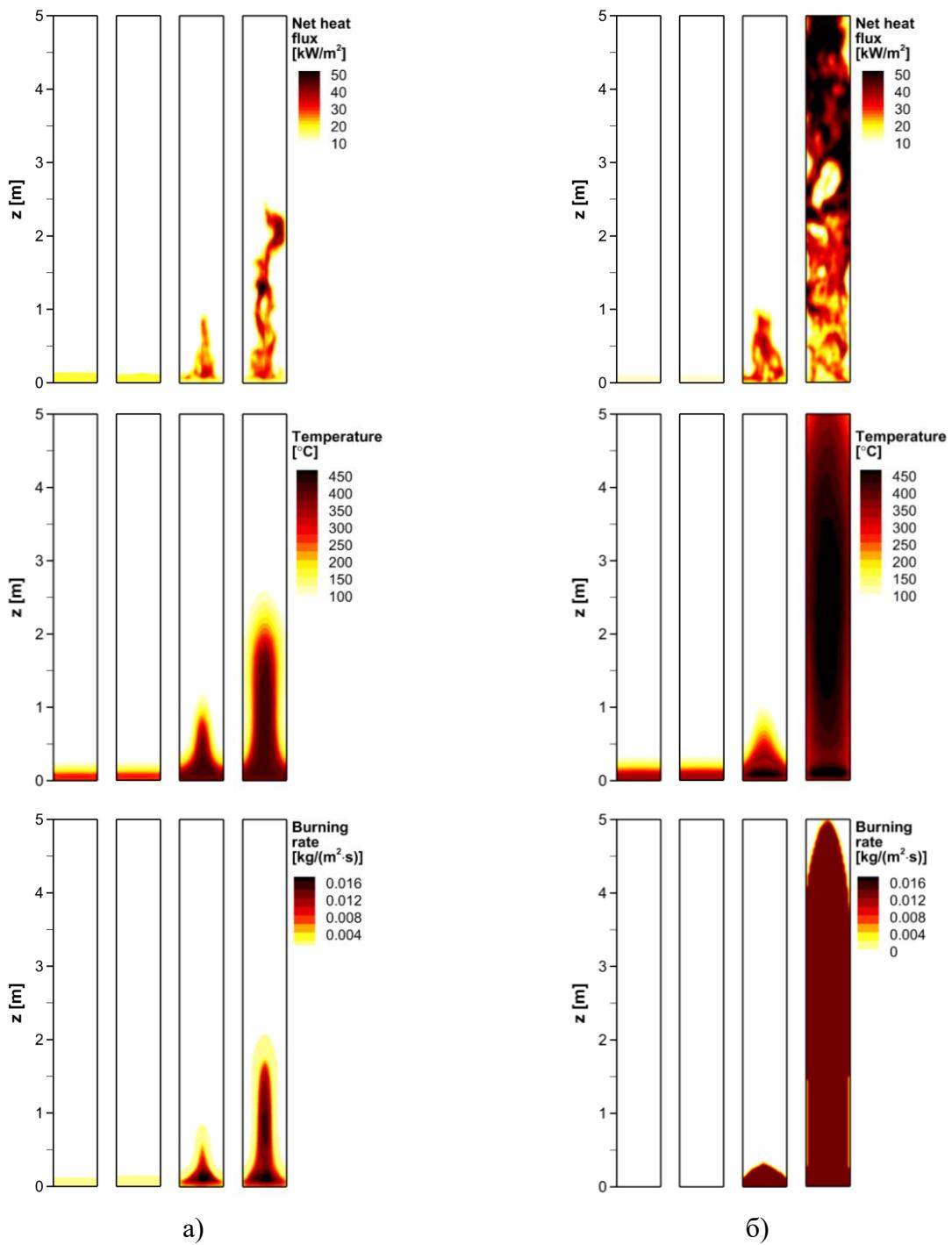


Рис. 70. Результаты численного моделирования распространения пламени по пластине ПММА, полученные с помощью кинетической (а) и тепловой (б, $m'' = 0.016 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $T_{ign} = 370^\circ\text{C}$) модели пиролиза. Снизу вверх: мгновенные поля суммарного теплового потока на поверхности ПММА, температуры поверхности, скорости выгорания. Слева направо: моменты времени 100, 200, 500 и 800 с

Расчёт с помощью кинетической модели показывает, что газификация материала начинается до того, как поверхность ПММА прогреется до температуры воспламенения, а значит раньше, чем при использовании тепловой модели пиролиза. Кроме того, нелинейная зависимость скорости пиролиза от температуры приводит к тому, что газофазное пламя формируется вблизи центральной линии. В последствии это приводит

к искривлению фронта пиролиза и появлению сужения («шейки») на Рис. 70, а. Такой режим распространения пламени был обнаружен в наших работах [19, 20], где он назван осевым⁴⁰.

Результаты расчетов с использованием кинетической модели (в отличие от тепловой) показывают, что фронт пиролиза представляет собой зону конечной толщины, и внутри этой зоны происходит постепенный переход к устойчивому горению. На передней кромке переходной зоны температура поверхности составляет $T_{p,1} \approx 250^{\circ}\text{C}$ (при более низкой температуре скорость пиролиза пренебрежимо мала). На задней кромке переходной зоны температура поверхности равна $T_{p,2} \approx 400^{\circ}\text{C}$, а скорость выгорания достигает стационарного значения. Следовательно, положение и толщину переходной зоны можно определить по положению двух указанных изотерм. Для заданной точки на поверхности материала можно также определить прохождения через переходную зону, которое соответствует времени прогрева данной точки поверхности от $T_{p,1}$ до $T_{p,2}$.

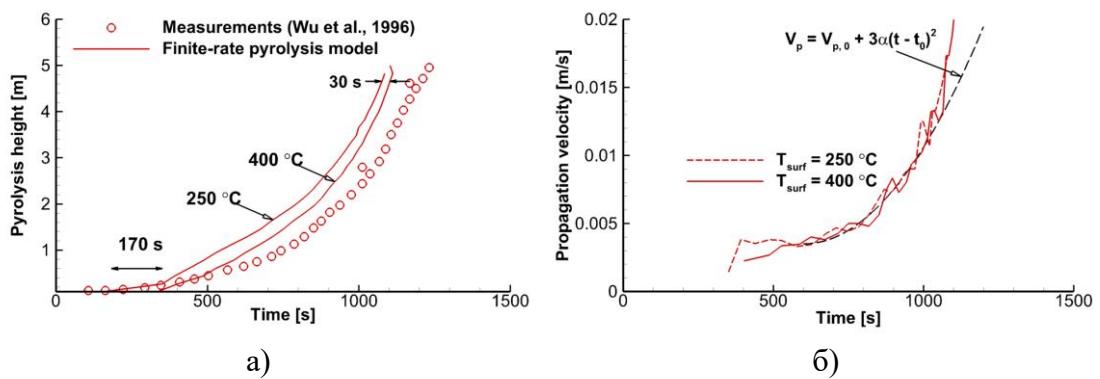


Рис. 71. Распространение фронта пиролиза вдоль центральной линии вертикальной пластины ПММА. Кинетическая модель пиролиза FDS

Перемещение передней и задней кромки фронта пиролиза вдоль центральной линии на поверхности пластины горючего материала показано на Рис. 71, а. Обе кромки перемещаются по пластине с примерно одинаковой скоростью, которая увеличивается со временем. Это соответствует экспериментальным данным [217] и уравнению (122) аналитической модели. Как показано выше, результаты измерений могут быть аппроксимированы зависимостью $x_p = \alpha t^3$, где $\alpha = 1.48 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^3$. Соответствую-

⁴⁰ Как показано выше в разделе [Кинетическая модель](#), в зависимости от параметров нагревателя-воспламенителя и наличия боковых стенок возможны еще два режима распространения пламени с разной формой фронта пиролиза.

щая скорость распространения фронта показана пунктирной линией на Рис. 71, б. (значения $t_0 = 600$ с и $V_{p,0} = 0.0035$ м/с соответствуют концу периода индукции). Из-за значительного увеличения скорости распространения фронта длительность переходного периода снижается со 170 с до 30 с по мере продвижения фронта вверх (Рис. 71, а).

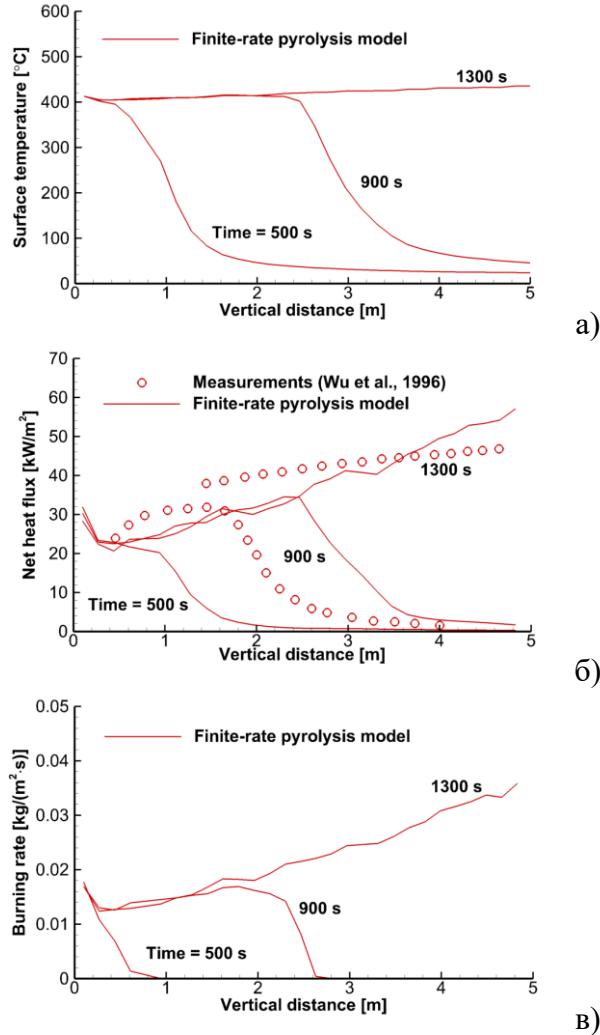


Рис. 72. Распределения температуры поверхности (а), суммарного теплового потока (б) и скорости выгорания (в) для 3 моментов времени: 500, 900 и 1300 с

Распределения температуры поверхности и осредненного по времени результирующего теплового потока, а также скорости выгорания показаны на Рис. 72. На Рис. 72, б видно, что результаты расчетов результирующего теплового потока удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [217]. Отметим также, что и результирующего теплового потока, и скорость выгорания линейно увеличиваются с высотой в пределах зоны пиролиза (Рис. 72, б, в). Такое увеличение наблюдалось в крупномасштабных экспериментах [150] (L. Orloff et al., 1975), в которых было показано, что при горении пластины ПММА высотой 1.57 м скорость выгорания увеличивается с высотой возрастает примерно на 70%.

Анализ результатов расчетов с использованием кинетической модели пиролиза показал, что для данной точки поверхности, через которую проходит фронт пиролиза, скорость выгорания постепенно возрастает от нуля до некоторого стационарного значения. Это значение практически не изменяется со временем (по крайней мере до прогорания образца на всю толщину). Переход от начального состояния к стационарному горению происходит внутри фронта пиролиза, имеющего конечную толщину, а скорость выгорания в зоне пиролиза практически линейно увеличивается с высотой.

Важно отметить, что тепловая теория пиролиза с постоянной скоростью выгорания (в отличие от кинетической) предсказывает резкое увеличение скорости выгорания в рамках бесконечно тонкого фронта пиролиза. Скорость выгорания в зоне пиролиза не изменяется ни по ширине, ни по высоте пластины.

С учётом сделанных выводов в следующем разделе представлена модификация тепловой модели пиролиза, позволяющая учесть линейный рост скорости выгорания с высотой.

Модификация тепловой модели пиролиза в FDS

Таким образом, причиной рассогласования численных расчётов с использованием тепловой модели пиролиза с экспериментальными данными и результатами кинетической модели является то, что тепловая модель не учитывает линейный рост скорости выгорания с высотой. Указанный недостаток тепловой модели приводит к тому, что:

1. При задании температуры воспламенения 370°C, соответствующей экспериментальным данным для ПММА, расчёт предсказывает заниженный (по сравнению с экспериментом) период индукции. Наилучшее согласие с экспериментом наблюдается при задании температуры воспламенения 400 °C, что выше экспериментальных данных.
2. Вычисленное значение скорости роста мощности тепловыделения превышает экспериментальные значения. Уменьшение заданной скорости выгорания приведет к снижению максимального значения мощности тепловыделения относительно экспериментального уровня.

Указанные ограничения можно преодолеть, если учесть зависимость скорости выгорания от высоты или от теплового потока на поверхности горючего материала, также возрастающего с высотой. Наиболее простой модификацией является непосредственный учёт линейного увеличения скорости выгорания с высотой. Используя результаты расчетов с использованием кинетической модели пиролиза, согласующиеся с

экспериментальными данными [217] (Wu P.K., Orloff L., Tewarson A., 1996), получим следующую зависимость

$$m'' = \begin{cases} m_0'' & , z < z_0 \\ az + b & , z > z_0 \end{cases}, \quad (135)$$

где $a = 0.0028 \text{ кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$, $b = 0.008 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Задание $m_0'' = 0.015 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ на высоте $z_0 = 0.1 \text{ м}$ позволяет воспроизвести условия воспламенения нижней части пластины под воздействием нагревателя-воспламенителя. Согласно равенству (135), скорость выгорания у верхней грани пластины составит $0.022 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, что существенно больше, чем у нижней грани.

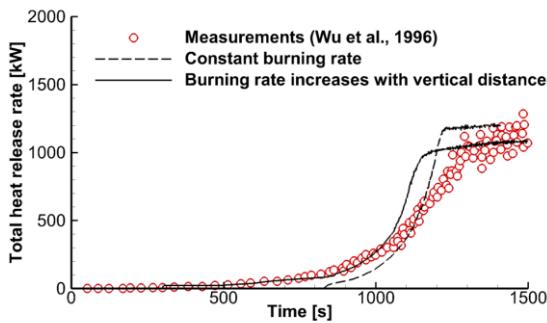


Рис. 73. Мощность тепловыделения в зависимости от времени. Пунктирная линия – расчеты с помощью FDS с использованием стандартной версии тепловой модели, сплошная – тепловая модель с учетом модификации. Символы – экспериментальные данные [217] (P.K. Wu, L. Orloff, A. Tewarson, 1996)

Расчёты, выполненные с помощью стандартной и модифицированной версий тепловой модели, сравниваются на Рис. 73. Температура воспламенения задана равной $T_{ign} = 400 \text{ }^{\circ}\text{C}$, так как это позволяет с наибольшей точностью воспроизвести длительность индукционного периода (Рис. 64, б). Как показано на Рис. 73, учет зависимости скорости выгорания от высоты позволяет улучшить согласие с экспериментальными данными.

Отметим, что для каждого типа пожарной нагрузки требуется своя калибровка уравнения (135).

Следует подчеркнуть, что недостаток тепловой модели проявляется, если она применяется при численном моделировании протяжённых вертикальных поверхностей – таких как в рассмотренном выше эксперименте, где высота пластины горючего материала составляла 5 м. В то же время, если высота пластины не превышает 1 м, то изменение скорости выгорания по высоте невелико. Этот вывод позволяет использовать тепловую модель для численного моделирования распространения пламени вверх по

совокупности дискретных объектов с характерным размером менее 1 м. Именно такой сценарий рассматривается в главе 5 при моделирования динамики развития пожара на высокостеллажном складе.

4.3. Выводы

В данной части работы методика совместного моделирования термического разложения твёрдого горючего материала и горения летучих в турбулентном пламени применена для решения задачи о распространении пламени вверх по вертикальной поверхности. Получены следующие результаты.

1. Предложена модификация приближенной аналитической модели, согласно которой скорость распространения пламени увеличивается со временем, как это наблюдается в экспериментах. Этот эффект не удавалось предсказать при использовании предыдущей версии модели.

2. Должный выбор условий воспламенения позволяет получить скорость распространения пламени, хорошо согласующуюся с экспериментальными данными.

3. За исключением нижнего участка пламени в тепловом потоке на поверхности доминирует радиационный поток. Максимальное значение суммарного теплового потока, полученное в расчётах, согласуется с результатами измерений.

4. В расчётах выявлены три режима распространения пламени, отличающиеся формой фронта пиролиза и зависящие от способа инициирования горения и условий на боковых гранях. Плоский фронт пиролиза предполагается в приближённой аналитической модели, но не наблюдается в экспериментах и численных расчётах. Это приводит к тому, что аналитическая модель не может одновременно воспроизвести зависимости высоты зоны пиролиза и мощности тепловыделения от времени.

5. Установлена причина рассогласования численных расчётов с использованием тепловой модели пиролиза с экспериментальными данными и результатами кинетической модели. Предложена модификация тепловой модели, учитывающая неравномерность скорости выгорания в зоне пиролиза.

6. Определена область применимости тепловой модели пиролиза. Показано, что использование тепловой модели допустимо для численного моделирования распространения пламени вверх по совокупности дискретных объектов, если их вертикальный размер не превышает 1 м.

5. Пожары в стеллажных хранилищах

Цель данной части работы – демонстрация применимости методики совместного моделирования газификации пожарной нагрузки и турбулентного горения для численного моделирования развития пожара при многоярусном расположении пожарной нагрузки. В разделе 5.1 выполняется расчёт для условий крупномасштабного эксперимента и выполняется сравнение расчётной и измеренной мощности тепловыделения при развитии пожара. В разделе 5.2 расчётная методика применяется для прогноза развития пожара на высокостеллажном складе, и результаты расчёта мощности тепловыделения сравниваются с квадратичной зависимостью от времени, заложенной в действующих нормативных документах. Результаты работ опубликованы в работах [21, 22, 138, 139, 141].

5.1. Апробация модели и расчётной методики

5.1.1. Экспериментальный сценарий и постановка задачи

Количество экспериментальных данных, описывающих динамику развития пожара на высокостеллажных хранилищах и опубликованных в открытых источниках, ограничено. Одни из наиболее информативных работ выполнены на полигонах американской компании FM Global и включают как экспериментальные, так и численные исследования для нескольких классов горючих материалов и конфигураций стеллажей [176, 214, 53, 148].

В работе [214] рассматривается горение трёхъярусных стеллажей с двумя рядами: $2 \times 6 \times 3 = 36$ коробок (Рис. 74) и $2 \times 4 \times 3 = 24$ коробки. Каждая коробка имеет форму куба $1.07 \times 1.07 \times 1.07$ м, расстояние между коробками в горизонтальном направлении – 15 см, в вертикальном – 46 см. Материал коробок – гофрированный картон. Вместо деревянных поддонов используются подставки из металла. Расстояние между полом и нижним рядом коробок составляет 0.13 м.

Расчетная область представлена на Рис. 75. Размеры и расположение коробок и воспламенителей соответствуют описанию эксперимента [214]. Поджигание происходит в центре нижнего яруса стеллажа с использованием четырех источников. Они расположены симметрично, как показано на Рис. 74. В эксперименте использовалась вата,

пропитанная жидким горючим. В расчетах роль источников выполняют четыре элемента, мощность тепловыделения для каждого из которых постоянна и равна 22.5 кВт. Система пожаротушения не активируется.

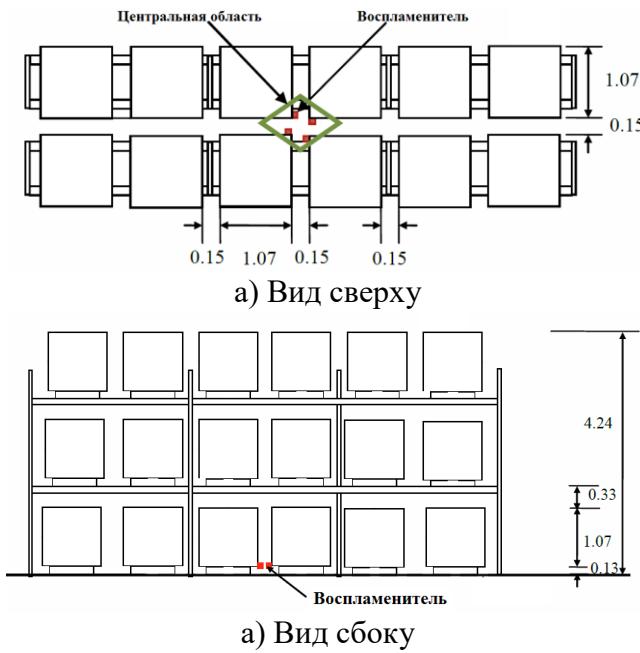


Рис. 74. Стеллаж, использованный в полномасштабных экспериментах [214]

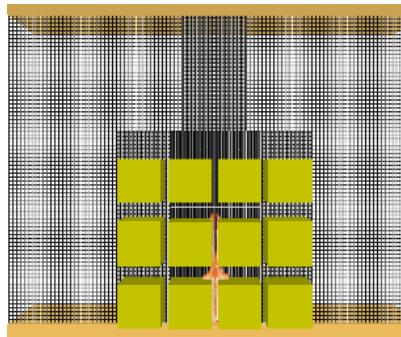


Рис. 75. Расчётная область и сетка в центральной плоскости

Прямоугольная расчётная область (Рис. 75) имеет размеры $10.7 \times 8.3 \times 8$ м³ (длина, ширина, высота). Внутри выделено несколько блоков с разной разрешающей способностью: используются кубические ячейки со стороной 2.5, 5 и 10 см. Наиболее мелкая сетка (2.5 см) используется внутри зоны, где расположены 4 центральные колонны коробок (на горизонтальный проем внутри этой зоны приходится 6 ячеек). В следующей зоне (у боковых коробок и над центральными коробками) размер ячеек увеличивается до 5 см. В остальных областях заданы самые большие ячейки со стороной 10 см. При использовании ресурсов СКЦ «Политехнический» (54 ядра, 2 CPU Intel Xeon E52697) расчет 300 с для сетки с числом ячеек 3103220 можно выполнить за 5 дней.

5.1.2. Выбор модельных параметров

В разделе 4.1.2 выявлена область применимости тепловой модели пиролиза. Показано, что она дает возможность учесть тесное взаимодействие между горением летучих в газовой фазе и скоростью их образования при термическом разложении материала. Тем не менее ее применение оправдано только для пожарной нагрузки, вертикальные размеры которой не превышают 1 м. Значит, тепловая модель может использоваться для данного сценария.

В расчётах использованы следующие теплофизические свойства горючего материала, приведённые в [214]: плотность, $\rho_s = 184 \text{ кг}/\text{м}^3$, теплоёмкость, $c_s = 2700 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, теплота сгорания $\Delta h_c = 14.2 \text{ МДж}/\text{кг}$. Коэффициент теплопроводности полагали равным $\lambda_s = 0.1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, что соответствует значениям, характерным для гофрированного картона [4]. Отметим, что в работе [214] в расчётах полагали $\lambda_s = 0.4 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, что существенно превышает характерные значения для данного материала.

Сначала определим необходимые параметры:

1. Температура воспламенения T_{ign} .
2. Удельная мощность тепловыделения, связанная с удельной массовой скоростью выгорания m'' : $Q'' = m''\Delta h_c$.
3. Время выгорания материала, связанное с толщиной слоя δ : $\tau_b = \rho_s \delta / m''$.
4. Теплота газификации материала Δh_g .

Температура воспламенения гофрированного картона принята равной $T_{ign} = 360^\circ\text{C}$, что согласуется с литературными данными [51]. Отметим, что в соответствии с тепловой теорией время задержки воспламенения термически толстого слоя при внешнем тепловом потоке $15 \text{ кВт}/\text{м}^2$ составит $\tau_{ign} = (\pi/4)\lambda_s\rho_s c_s ((T_{ign} - T_0)/q''_{net})^2 = 20 \text{ с}$. Численный расчёт показывает, что это примерно соответствует моменту, когда общая мощность тепловыделения при горении материала коробок превышает мощность воспламенителей (90 кВт).

На основе задокументированной в [214] динамики развития пожара удельная мощность тепловыделения считается постоянной и принята равной $Q'' = 200 \text{ кВт}/\text{м}^2$.

- Спустя 85 с после начала эксперимента пламя охватывает 8 коробок (центральные коробки на втором и третьем уровне). Мощность тепловыделения в этот момент равна 10 МВт . Площадь поверхности, занятая пламенем

равна $1.07^2 \cdot 6 \cdot 8 = 55 \text{ м}^2$. Удельная мощность тепловыделения в таком случае составляет $Q'' = 10\ 000/55 = 182 \text{ кВт}/\text{м}^2$.

- К 150 с пламенем охвачены уже 16 коробок. К этому моменту $\dot{Q} \approx 21.5 \text{ МВт}$, тогда $Q'' \approx 195 \text{ кВт}/\text{м}^2$.

Далее учтем, что материал может полностью выгореть. Из [176] известно, что мощность тепловыделения начинает снижаться спустя 290 с после воспламенения. Если время выгорания принять равным $\tau_b = 290 \text{ с}$, то для выбранного значения Q'' толщина слоя гофрированного картона должна составлять $\delta = \tau_b Q'' / (\rho_s \Delta h_c) = 22 \text{ мм}$. Эта величина оказывается намного выше средней δ , которую можно найти в опубликованных литературных данных [51], что можно объяснить вероятным изменением локальных значений m'' во времени .

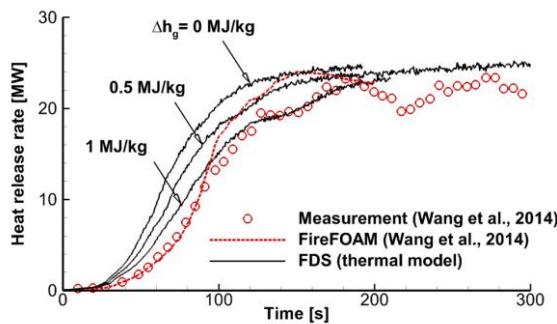


Рис. 76. Зависимость мощности тепловыделения от времени для сценария [214]

Чтобы учесть рост температуры поверхности материалов, газифицирующихся с образованием остатка, в тепловом балансе на поверхности тепловой поток, поступающий вглубь слоя материала и используемый в расчёте температуры поверхности, снижается на величину $\Delta h_g m''$, где Δh_g - теплота газификации.

Поскольку увеличение теплоты газификации уменьшает температуру поверхности коробок, объятых пламенем, то и собственное излучение этих поверхностей оказывается меньше. Тогда еще незажженным поверхностям коробок внутри стеллажа требуется больше времени для достижения температуры воспламенения. В противном случае (например при $\Delta h_g = 0 \text{ МДж}/\text{кг}$, см. Рис. 76) мощность тепловыделения будет расти существенно быстрее, чем в эксперименте. Анализ влияния теплоты газификации на динамику развития пожара для данного сценария (см. Рис. 76) показывает, что

наилучшее согласие с экспериментом наблюдается, если $\Delta h_g = 1 \text{ МДж/кг}$. Такое значение соответствует опубликованным данным для класса материалов, рассматриваемых в данной работе.

5.1.3. Результаты расчётов

Внутри стеллажа пламя распространяется вверх по вертикальным поверхностям и к периферии стеллажа по горизонтальным поверхностям. Нижний ярус коробок в центре стеллажа воспламеняется через 15 с после включения нагрева от воспламенителей. Далее в сложной динамике развития пожара (Рис. 77) можно выделить 5 стадий, согласующихся с экспериментальными наблюдениями и расчетами с использованием FireFOAM [214].

Стадия 1 (16-50 с): распространение пламени вверх по вертикальным поверхностям центральных коробок, вершина пламени достигает высоты верхнего яруса.

Стадия 2 (50-80 с): распространение пламени в горизонтальном направлении по нижним поверхностям центральных коробок верхнего яруса. Вершина пламени поднимается до высоты потолка.

Стадия 3 (80-120 с): распространение пламени вертикально вверх и горизонтально, все вертикальные поверхности центральных коробок на втором и третьем ярусе охвачены пламенем.

Стадия 4 (120-140 с): пламя распространяется в горизонтальном направлении в сторону боковых коробок между вторым и третьим ярусом.

Стадия 5 (140-190 с): пламя распространяется в горизонтальном и вертикальном направлении. Наконец, все вертикальные поверхности коробок второго и третьего яруса оказываются объяты пламенем, а мощность тепловыделения достигает максимума.

Существенное отличие теплообмена на внешних и внутренних поверхностях можно проиллюстрировать с помощью Рис. 78, где показана температура поверхности коробок. Видно, что температура поверхности коробок, обращенная наружу, оказывается существенно меньше, чем температура поверхностей, обращенных вглубь стеллажа. Это наблюдение совпадает с данными [214].

Расчётная температура поверхности коробок тем ниже, чем больше теплота газификации горючего материала. При достаточно малых значениях Δh_g температура поверхности коробок, обращенных внутрь стеллажа, достигает значений порядка 1000-

1500 °C. Тогда собственное излучение уже зажженных поверхностей оказывается интенсивным, а значит еще незажженные поверхности нагреваются и воспламеняются быстрее. Именно этим объясняется завышенная скорость роста мощности тепловыделения, полученная в расчётах при $\Delta h_g = 0$ и 0.5 МДж/кг и показанная на Рис. 76.

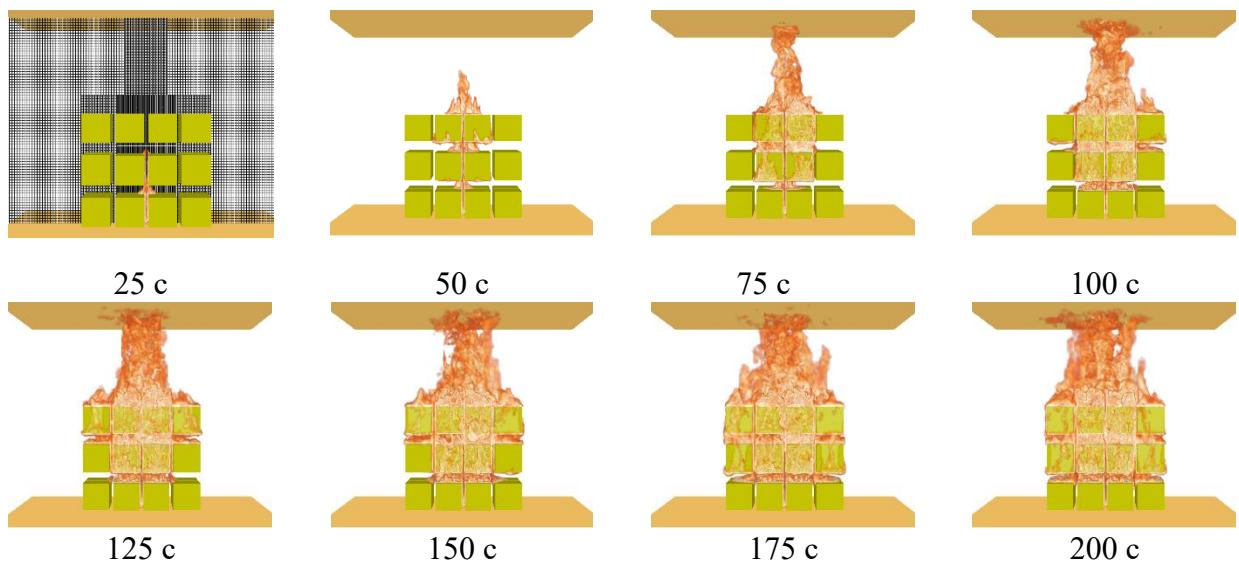


Рис. 77. Визуализация пламени (изоповерхность объемной мощности тепловыделения 200 кВт/м³) для стеллажа 2×4×3. На левой верхней картинке показана расчётная сетка в центральной плоскости

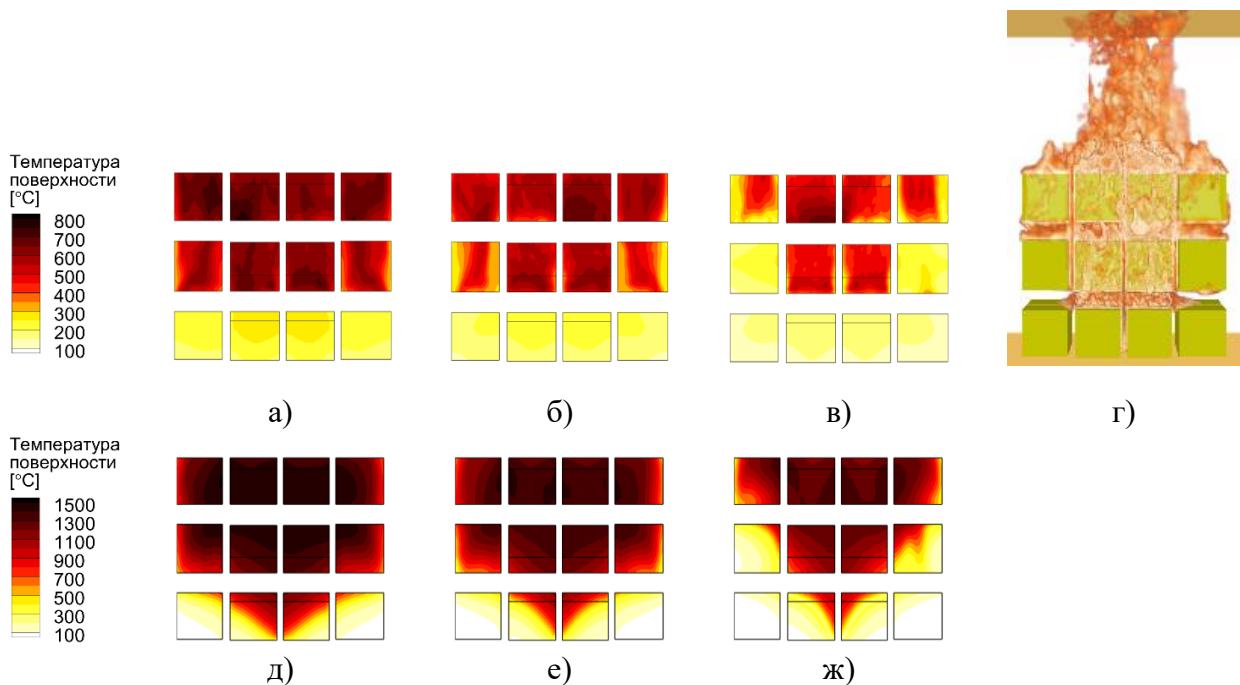


Рис. 78. Расчётная температура поверхностей коробок, обращенных наружу (а-в) и внутрь стеллажа (д-ж), при значениях теплоты газификации 0 МДж/кг (а, д), 0.5 МДж/кг (б, е), 1 МДж/кг (в, ж) и визуализация пламени (г) в момент времени 150 с (теплота газификации 1 МДж/кг, показаны изоповерхности объемной мощности тепловыделения 200 кВт/м³)

Для рассмотренного сценария с одним стеллажом собственное излучение внешних поверхностей коробок не имеет значения, но могло бы повлиять на время задержки воспламенения соседних стеллажей на реальном складе.

Также расчеты позволяют предположить, для реального склада возможно возгорание перекрытий и распространение пламени по ним к соседним стеллажам или в другие помещения. На практике большинство горючих материалов воспламеняется, если результирующий тепловой поток на их поверхности превышает $20 \text{ кВт}/\text{м}^2$. Согласно распределению на Рис. 79, результирующий тепловой поток на поверхности потолка для сценария, рассмотренного в данном сценарии, достигает $100 \text{ кВт}/\text{м}^2$.

Дополнительно на Рис. 80 приведены значения температуры и вертикальной составляющей скорости газа в центре стеллажа на высоте 3.71 м. Результаты расчетов сравниваются с измерениями [176], так как аналогичных данных в работе [214] не приводится. Отметим, что эксперименты [176] и [214] имеют схожую постановку и выполнены на том же экспериментальном полигоне. Однако в [176] коробки установлены на деревянные поддоны, чтобы приблизить условия эксперимента к пожару на реальном складе.

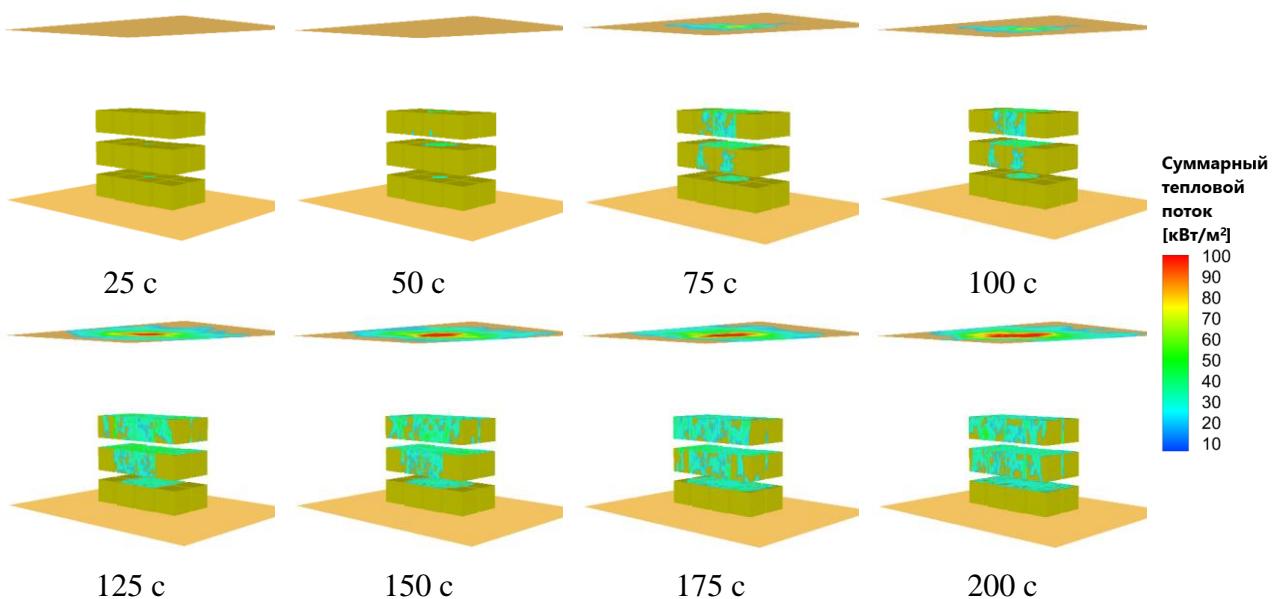


Рис. 79. Распределение суммарного теплового потока по поверхности коробок, пола и потолка для стеллажа $2\times 4\times 3$. Теплота газификации $1 \text{ МДж}/\text{кг}$

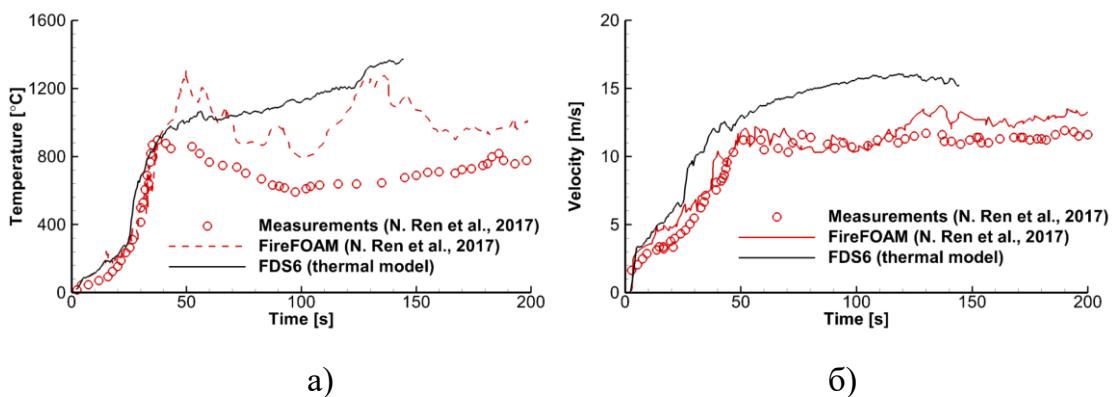


Рис. 80. Температура (а) и скорость газа (б) внутри стеллажа $2 \times 4 \times 3$ на высоте 3.71 м. Измерения [176]

Авторы [176] отмечают, что на стадии развитого пожара деревянные поддоны препятствуют течению воздуха внутри стеллажа и снижают интенсивность эффекта дымовой трубы. Соответственно, внутрь стеллажа поступает меньше кислорода, чем в сценарии [214].

Таким образом, с учетом различий в постановке, результаты расчета (Рис. 80) качественно согласуются с экспериментальными данными [176]. На начальной стадии также наблюдается удовлетворительное количественное согласие, так как на этом этапе мощность тепловыделения в [176] (как и в нашем сценарии) лимитируется массовым расходом горючего при достаточном доступе кислорода. Далее расчетные значения превышают результаты измерений [176], где доступ кислорода становится недостаточным из-за более узких зазоров между коробками (с учетом наличия поддонов).

Увеличение числа ярусов приводит к увеличению мощности пожара. В качестве примера на Рис. 81 показана динамика роста мощности тепловыделения на стеллаже той же конфигурации, но с числом ярусов, увеличенным до пяти. В этом случае наблюдаются описанные выше стадии развития пожара, выявленные при горении стеллажа с тремя ярусами. Кроме ожидаемого увеличения максимальной мощности тепловыделения за счет увеличения количества пожарной нагрузки, необходимо отметить увеличение скорости роста мощности тепловыделения на начальных стадиях. Это связано с тем, что пламя, формирующееся в центре стеллажа во время первой стадии, зажигает боковые поверхности коробок на всех 5 ярусах в течение примерно того же времени, что и для стеллажа с 3 ярусами (около 50 с). К моменту начала второй стадии, когда пламя начинает распространяться в горизонтальном направлении, пламенем оказываются объяты уже $4 \times 5 = 20$ коробок.

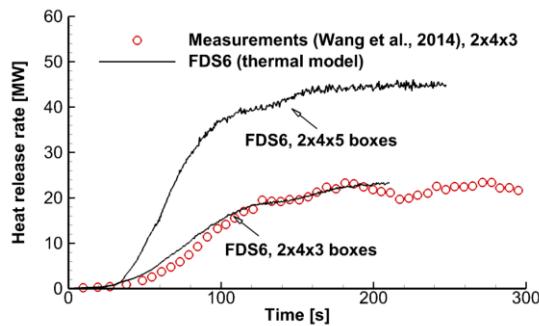


Рис. 81. Зависимость мощности тепловыделения от времени для стеллажей с 3 и 5 ярусами (теплота газификации 1 МДж/кг). Измерения [214]

Следует подчеркнуть, что концепция проектного пожара не позволила бы воспроизвести подобный эффект. Приведённый расчёт иллюстрирует необходимость численного моделирования в совместной постановке, учитывающей тесную двустороннюю взаимосвязь между газофазным пламенем и пиролизом пожарной нагрузки. Кроме того, приведённый расчёт показывает, что упрощенная тепловая модель пиролиза позволяет получить хорошее согласие с измеренной динамикой мощности тепловыделения для данного типа пожарной нагрузки.

5.2. Моделирование пожара на высокостеллажном хранилище

5.2.1. Постановка задачи

Рассматривается развитие пожара в сегменте высокостеллажного склада с высотой перекрытия 20 м и высотой складирования 15 м, включающем 3 стеллажа (Рис. 82). В каждом горизонтальном сечении стеллажа расположено по 6 коробок в 2 ряда. Высота каждого стеллажа составляет 11 коробок, высота складирования – 15 м. Каждая коробка имеет размеры: 0.8x1.2x1 м, расстояние между 2 рядами в одном стеллаже – 0.5 м, расстояние между коробками в одном ряду – 0.1 м, вертикальное расстояние – 0.4 м, ширина пролётов между стеллажами 3.54 м.

Согласно рассматриваемому сценарию, в центральном стеллаже располагается очаг пожара (воспламенитель), тепловыделение в котором растёт по закону $\dot{Q}_0 = \min(\alpha_0 t^2, \dot{Q}_{0,\max})$, где $\alpha_0 = 0.011 \text{ кВт/с}^2$ (в соответствии с NFPA 204M [5] данное значение α_0 соответствует границе между режимами роста пожара “medium” и “slow”). За время $t = 300$ с мощность тепловыделения достигает $\dot{Q}_{0,\max} = 1 \text{ МВт}$.

Воспламенитель находится на нижнем уровне центрального очага. Рассмотрено три положения очага: 1) в середине проёма между левым и правым рядом, 2) между второй и третьей коробкой в правом ряду, а также 3) на месте третьей коробки в правом ряду. Положение очага в каждом из рассматриваемых сценариев отмечено цифрами на Рис. 82.

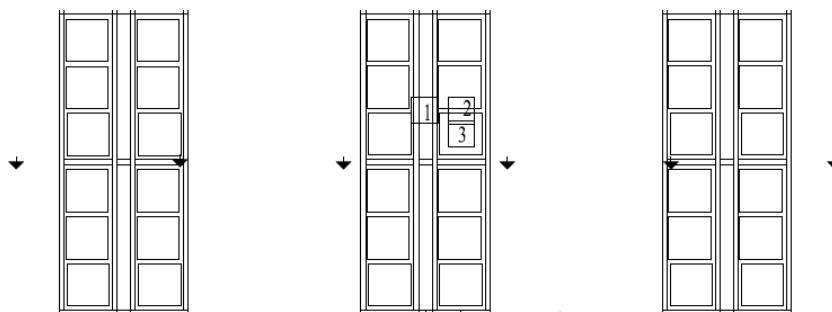


Рис. 82. Конфигурация сегмента высокостеллажного склада. Вид сверху. Цифрами отмечено три рассматриваемых положения очага

Каждый расчёт продолжается до того момента времени, когда температура газа, регистрируемая на высоте 20 м, превышает 210 °С, что в среднем соответствует 160 с физического времени. Цель расчётов – прогноз скорости роста мощности тепловыделения⁴¹.

Расчётная область охватывает рассматриваемые стеллажи и имеет размер 20x14x20 м³ (Рис. 83). Расчётная сетка строилась следующим образом. Размер ячейки сетки внутри центрального стеллажа составлял 5 см, затем в области пролётов между стеллажами размер ячейки увеличивался до 10 см и до 20 см в области боковых стеллажей вплоть до границ расчётной области. Таким образом, внутри центрального стеллажа на расстояние между рядами приходится 10 ячеек, на расстояние между коробками в одном ряду – 2 ячейки, на вертикальный зазор – 8 ячеек. Общее количество ячеек составляет 5 206 600. С учётом допущения о больших горизонтальных размерах помещения боковые границы полагаются открытыми для потоков газа и холодного воздуха.

⁴¹ Отметим, что результаты расчётов также позволяют прогнозировать время задержки активации пожарных извещателей и водяных оросителей.

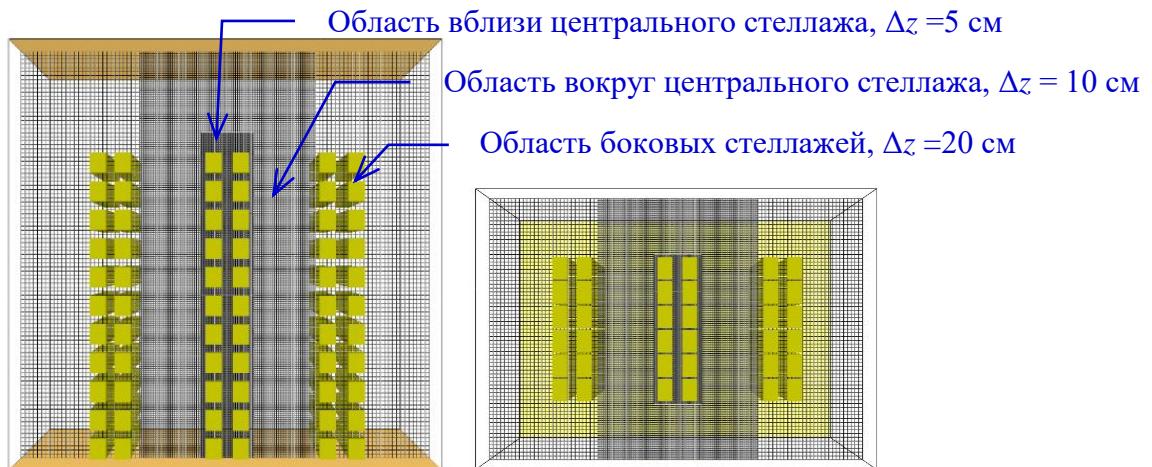


Рис. 83. Расчтная область и сетка. Вид сбоку и сверху

В соответствии с практикой численного моделирования естественно-конвективного пламени отношение характерного пространственного масштаба пламени $D^* = (\dot{Q}/\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g})^{2/5}$ (\dot{Q} – мощность тепловыделения в пламени, ρ_0 , c_p , T_0 – плотность, теплоёмкость и температура окружающего воздуха) к характерному размеру ячейки сетки превышает 10 за исключением короткого начального промежутка времени, когда мощность тепловыделения не превышает 250 кВт. Для стадии развитого пожара при мощности тепловыделения выше 1 МВт отношение D^*/dz превышает 20.

Проведение исследования сеточной сходимости для данного сценария затрудняется широким диапазоном пространственных масштабов задачи. В самом деле, размер расчетной области превышает 20 м, в то время как размер горизонтальных и вертикальных проемов составляет не более 20 см. Дальнейшее измельчение расчетной сетки приведёт к недопустимому увеличению требуемых вычислительных ресурсов.

При использовании 84 ядер 2 Intel Xeon E5-2697 v3, 2.60 GHz (клuster Tornado СКЦ «Политехнический») длительность расчёта 175 с физического времени составляет 15 часов. Версия программного обеспечения – FDS 6.6.

5.2.2. Результаты расчётов

Расчёты показали, что в рассматриваемых сценариях существует достаточно длительный период, в течение которого происходит сравнительно медленный рост мощности тепловыделения очага и прогрев ближайших к нему поверхностей коробок.

Воспламенение поверхности коробок происходит в момент времени 80 с после активации очага. Далее в зависимости от положения очага реализуются различные сценарии развития пожара, характеризующиеся разной мощностью тепловыделения (Рис. 84).

Распространению пламени вертикально вверх способствует наличие горизонтальных зазоров и вертикальных каналов между коробками. Вертикальные каналы создают восходящий поток, обусловленный эффектом дымовой трубы, а по горизонтальным зазорам в зону горения поступает свежий воздух.

Динамика развития пожара для трёх сценариев пожара представлена на Рис. 85.

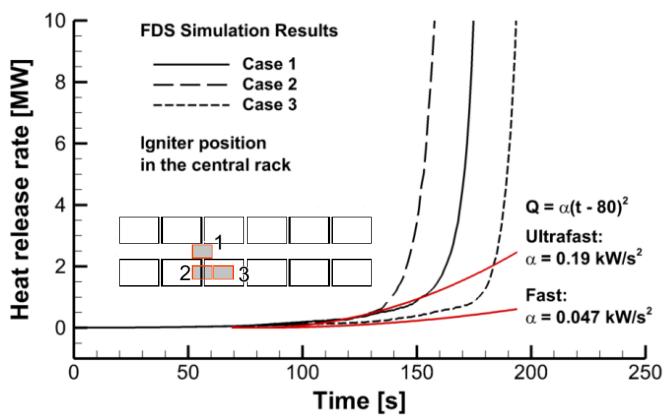


Рис. 84. Рост мощности тепловыделения. Приведены нормативные кривые t^2 , соответствующие скорости роста “fast” и “ultra fast” [168], [4]

Сценарий 1 соответствует расположению очага № 1 (в центре проёма центрального стеллажа). В данном случае расстояние между рядами в одном стеллаже составляет 50 см, что обеспечивает наличие большого количества воздуха, доступного для сжигания, но также затрудняет прогрев пожарной нагрузки.

Если очаг расположен между второй и третьей коробками в правом ряду центрального стеллажа (сценарий 2), то скорость роста мощности тепловыделения оказывается максимальной. В данном случае эффект дымовой трубы оказывается наиболее существенным, так как вертикальный канал располагается непосредственно над очагом. Наличие вертикального проёма над очагом позволяет прогреть вертикальные стенки коробок, находящихся на несколько уровней выше уровня пола. Начиная с момента времени в 120 с в данном сценарии происходит быстрое распространение пламени вверх вплоть до уровня восьмой коробки, при этом наблюдается расширение площади поверхности, занятой пламенем за счёт распространения пламени вбок по поверхности коробок, чему способствует малое расстояние между коробками в одном ряду.

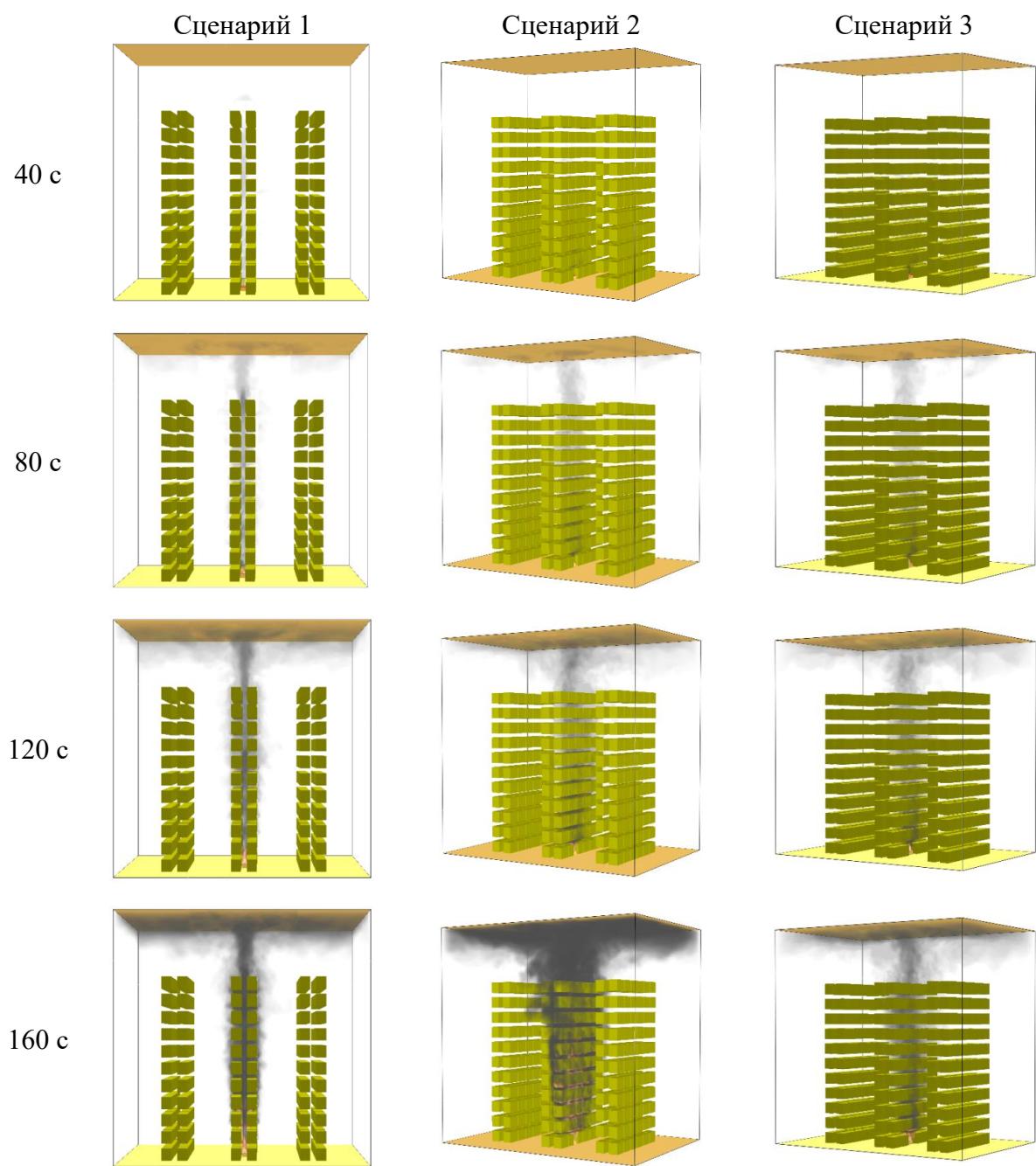


Рис. 85. Динамика развития пожара для сценариев 1-3. Показана изоповерхность мощности тепловыделения ($200 \text{ кВт}/\text{м}^3$) и концентрация доля сажи

Сценарий 3 характеризуется наименьшей скоростью роста мощности тепловыделения. Это связано с тем, что непосредственно над очагом отсутствует вертикальный проем (очаг расположен на месте третьей коробки в правом ряду центрального стеллажа). Эффект дымовой трубы, таким образом, оказывается минимальным. Сначала происходит зажигание ближайших коробок второго уровня, затем пламя распространяется по их вертикальным поверхностям и только после этого происходит зажигание следующего уровня.

Как показано на Рис. 84, мощность тепловыделения растёт значительно быстрее, чем по квадратичному закону. Это связано с развитой поверхностью горючего материала и эффектом дымовой трубы. Попытка аппроксимировать расчётную зависимость мощности тепловыделения от времени квадратичной зависимостью приводит к темпам роста, существенно превышающим нормативные значения даже для категории “ultra fast”.

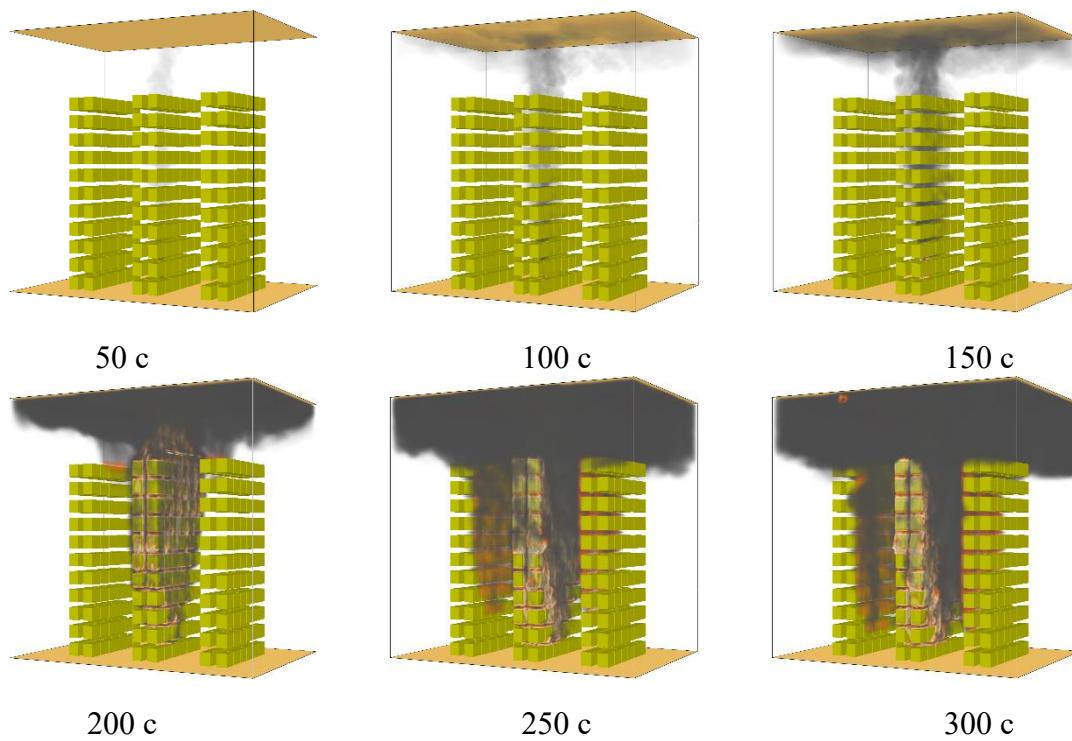


Рис. 86. Динамика развития пожара для сценария 1. Показана изоповерхность мощности тепловыделения ($200 \text{ кВт}/\text{м}^3$) и концентрация сажи

В самом неблагоприятном случае, если системы пожаротушения не активируются, развитие пожара на таком объекте приводит к воспламенению соседних стеллажей за счет теплового излучения. Как показано на Рис. 86, воспламенение соседних стеллажей начинается сверху и приводит к распространению пламени сверху вниз (в отличие от центрального стеллажа, по которому пламя распространяется снизу вверх).

5.3. Выводы

Полученные результаты показывают, что использование упрощённой (тепловой) модели пиролиза обеспечивает адекватное воспроизведение динамики развития пожара на высокостеллажном складе, что подтверждается хорошим согласием с экспериментальными данными.

Исследовано влияние положения очага на динамику развития пожара. Расчёты показали, что в рассматриваемых сценариях существует достаточно длительный «инкубационный» период, в течение которого происходит сравнительно медленный рост мощности тепловыделения очага и прогрев ближайших к нему поверхностей коробок. При этом установлено, что:

1. Влияние положения очага оказывается наибольшим на начальных стадиях развития пожара, но становится несущественным на стадии развитого пожара.
2. Расчётная скорость роста мощности тепловыделения при пожаре данного типа существенно превышает скорость роста, определяемую по квадратичной зависимости от времени, заложенной в действующих нормативных документах.

Полученные результаты предназначены для прогноза эффективности систем обнаружения и тушения пожаров. Рассматриваемая модель и расчётная методика может быть использована для прогноза развития пожаров при разных способах складирования горючих материалов и размерах помещения.

Заключение

Основной результат работы заключается в создании и аprobации расчётной методики для численного моделирования распространения пламени вверх по вертикальной поверхности твёрдых горючих материалов и её применении для прогнозирования развития крупномасштабного пожара. В основе методики лежит совместное моделирование термического разложения твёрдых горючих материалов и горения летучих в газофазном пламени в рамках единой сопряжённой задачи с учётом тесного взаимосвязи между этими процессами. Данная технология моделирования предназначена в качестве замены раздельному моделированию каждого из процессов, до сих пор широко используемому в инженерной практике.

В ходе работы решены следующие задачи и получены следующие результаты.

1. Выполнена всесторонняя аprobация компонентов модели и расчётного кода FDS, задействованных в численном расчёте распространения турбулентного пламени по поверхности горючего материала. Продемонстрировано согласие результатов численного моделирования с имеющимися экспериментальными данными для распределений температуры и скорости в турбулентном диффузионном пламени, радиационных тепловых потоков, создаваемых пламенем, времени задержки воспламенения скорости выгорания термопластиков под действием внешнего теплового потока.

2. Выявлено неверное воспроизведение конвективного теплового потока на поверхности горючего материала в существующих версиях кода FDS. Существенная недооценка конвективного теплового потока на поверхности приводит к неверному прогнозу возможности самоподдерживающегося горения термопластика, противоречащему экспериментальным данным (а также препятствует расчёту распространения пламени навстречу газовому потоку). Показано, что это обусловлено невозможностью разрешения температурных градиентов вблизи поверхности на расчетных сетках, допустимых в инженерных расчётах.

3. Для устранения выявленного недостатка применена новая подсеточная модель (пристеночная функция) для расчёта конвективного теплового потока в условиях недостаточного сеточного разрешения температурных градиентов в пламени вблизи твердой поверхности. Показано, что данная аппроксимация конвективного теплового потока на поверхности позволяет получить хорошее согласие с экспериментальными данными для самоподдерживающегося горения пластины термопластика. Данная аппроксимация впервые внедрена в расчётный код FDS.

4. Сформулирована приближённая аналитическая модель для расчёта скорости распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности твёрдого горючего материала и выполнена её апробация в ходе сравнения с имеющимися результатами крупномасштабных экспериментов. Установлено, что ранее опубликованная аналогичная модель противоречит экспериментальным данным, в соответствии с которыми имеет место рост скорости распространения пламени с течением времени. Предложена модификация модели, которая позволяет получить зависимость скорости распространения пламени в соответствии с экспериментом.

5. В численных расчётах распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности термопластика впервые выявлены три режима распространения пламени (осевой, первый и второй фронтальный), отличающиеся формой фронта пиролиза и зависящие от способа инициирования горения и условий на боковых гранях. Получено согласие расчётной и экспериментальной скорости распространения при надлежащем выборе условий воспламенения. Максимальное значение суммарного теплового потока, полученное в расчётах, согласуется с результатами измерений.

6. Сравнение результатов расчётов, выполненных с использованием тепловой модели пиролиза с экспериментальными данными и результатами кинетической модели, позволило установить область применимости тепловой модели пиролиза. Показано, что использование тепловой модели допустимо для численного моделирования распространения пламени вверх по совокупности дискретных объектов, если их вертикальный размер не превышает 1 м.

7. Методика совместного моделирования с использованием тепловой модели пиролиза пожарной нагрузки применена для прогноза развития пожара на высокостеллажном складе. Для полномасштабного экспериментального прототипа получено хорошее согласие расчётной и измеренной зависимости мощности тепловыделения от времени. Для высокостеллажного хранилища исследовано влияние положения очага возгорания и показано, что расчётная скорость роста мощности тепловыделения при пожаре данного типа существенно превышает скорость роста, определяемую по квадратичной зависимости от времени, заложенной в действующих нормативных документах.

Библиографический список

Нормативные документы

1. Федеральный закон Российской Федерации от 22 июля 2008 г. № 123-ФЗ «Технический регламент о требованиях пожарной безопасности».
2. ГОСТ 30402-96. Материалы строительные. Метод испытания на воспламеняемость.
3. ISO 5657:1997. Reaction to fire tests — Ignitability of building products using a radiant heat source, <https://www.iso.org/standard/22128.html> (дата обращения 25.10.2020).
4. NFPA 13. Standard for the Installation of Sprinkler Systems – 2010 – P. 101, <https://www.nfpa.org/codes-and-standards/all-codes-and-standards/list-of-codes-and-standards/detail?code=13> (дата обращения 25.10.2020).
5. NFPA 204M. Smoke and Heat Venting – 1991 – P. 89, <https://www.nfpa.org/codes-and-standards/all-codes-and-standards/list-of-codes-and-standards/detail?code=204> (дата обращения 25.10.2020).

Издания на русском языке

6. Булгаков, В.К., Карпов, А.И. Закономерности распространения пламени по поверхности полимерного материала Аэродинамика нестационарных процессов: Сборник статей / В.К. Булгаков, А.И. Карпов под ред. Л.В. Комаровского. Томск: Изд-во Том. Ун-та, 1988. – С. 121 – 127.
7. Жевлаков, А.Ф., Грошев, Ю.М. Влияние скорости потока окислителя на распространение пламени по тканям и пленкам/ А.Ф. Жевлаков, Ю.М. Грошев // Физика горения и взрыва. – 1987. – Вып. 3. – С. 36-37.
8. К расчету скорости распространения пламени по поверхности полимерного материала. Влияние кинетики газовой фазы / А.И. Карпов, А.А. Шаклеин, А.А. Боликсев, М.А. Корепанов // Химическая физика и мезоскопия. – 2016. – Вып. 18. – № 4. – С. 501-508.
9. Коковина, Е.С. Совместное моделирование турбулентного пламени и пиролиза горючих материалов / Е.С. Коковина, А.С. Цой, А.Ю. Снегирев // Научный форум с международным участием «Неделя науки СПбГПУ»: материалы научно-практической конференции. Институт прикладной математики и механики СПбГПУ. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2014. – С. 81-83.
10. Коковина, Е.С. Совместное моделирование пиролиза горючих материалов и турбулентного горения продуктов газификации: Дис. ... квал. р. бакалавра: 140400 / Коковина Екатерина Сергеевна; СПбПУ. – СПб., 2014. – 70 с.
11. Коковина Е.С. Численное моделирование распространения пламени с учетом пиролиза горючего материала. Дис. ... квал. магистра: 03.04.01 / Коковина Екатерина Сергеевна; СПбПУ. – СПб., 2016. – 94 с.

12. Коковина, Е.С. Моделирование распространения пламени по поверхности горючих материалов / Е.С. Коковина, Е.А. Кузнецов, А.Ю. Снегирёв // Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием. Институт прикладной математики и механики. – СПб.: Изд-во Политехн. Ун-та, 2016. – С. 155-157.
13. Коковина, Е.С., Кузнецов, Е.А., Снегирёв, А.Ю. Режимы распространения пламени по поверхности горючих материалов / Е.С. Коковина, Е.А. Кузнецов, А.Ю. Снегирёв // Тезисы докладов Юбилейной конференции Национального комитета РАН по тепло- и массообмену «Фундаментальные и прикладные проблемы тепломассообмена» и XXI Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А. И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (22-26 мая 2017 г., Санкт-Петербург): В 2т. Т. 2. – М: Издательский дом МЭИ, 2017. – С. 31-32.
14. Экспериментальное исследование и численное моделирование распространения пламени по поверхности пластины ПММА / О.П. Коробейничев, И.Е. Герасимов, М.Б. Гончикжапов [и др.] // Пожаровзрывобезопасность. – 2019. – Вып. 28. – № 4. – С. 15-28.
15. Кузнецов, Е. А., Коковина, Е. С., Снегирёв, А. Ю. Численное моделирование самоподдерживающегося горения термопластика: роль сеточного разрешения температурных градиентов у поверхности материала материала / Е.А. Кузнецов, Е.С. Коковина, А.Ю. Снегирёв // Тезисы докладов Юбилейной конференции Национального комитета РАН по тепло- и массообмену «Фундаментальные и прикладные проблемы тепломассообмена» и XXI Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А. И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (22-26 мая 2017 г., Санкт-Петербург): В 2т. Т. 2. – М: Издательский дом МЭИ, 2017. – С. 35-36.
16. Кузнецов Е. А. Численное моделирование воспламенения и горения полимерных и композитных материалов: Дис. ... к.т.н.: 01.04.14 / Кузнецов Егор Александрович; СПбПУ. – СПб., 2020. – 191 с.
17. Лалаян, В.М., Халтуринский, Н.А., Берлин, Ал.Ал. Влияние тепловых свойств полимеров на скорость распространения пламени по поверхности / В.М. Лалаян, Н.А. Халтуринский, Ал.Ал. Берлин // Высокомолекулярные соединения. – 1979. – Вып. 21. – № 4. – С. 825-829.
18. Численный прогноз развития пожара на высокостеллажном складе складе / Е.С. Маркус, А.Ю. Снегирёв, Е.А. Кузнецов [и др.] // Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием. Институт прикладной математики и механики. – СПб.: Изд-во Политехн. Ун-та, 2017. – С. 242-244.
19. Маркус, Е.С. Режимы распространения пламени по поверхности горючего материала: численное моделирование и теоретический анализ / Е.С. Маркус, А.Ю. Снегирёв, Е.А. Кузнецов // Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием. Институт прикладной математики и механики. – СПб.: Изд-во Политехн. Ун-та, 2017. – С. 239-241.
20. Маркус, Е.С., Кузнецов, Е.А., Снегирёв, А.Ю. Естественно-конвективное турбулентное диффузионное пламя у вертикальной поверхности / Е.С. Маркус, А.Ю. Снегирёв, Е.А. Кузнецов // Физика горения и взрыва. – 2018. - №3 (54). – С. 36-46. (Перевод на англ.: [137]).

21. Маркус, Е.С. Распространение пламени по дискретной совокупности горючих объектов. Развитие пожара на высокостеллажном складе / Е.С. Маркус, А.Ю. Снегирёв, Е.А. Кузнецов [и др.] // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 томах (22—26 октября 2018 г., Москва). Т. 1. — М.: Издательский дом МЭИ. — С. 425 -428.
22. Численное моделирование распространения пламени по дискретной совокупности горючих материалов / Е.С. Маркус, А.Ю. Снегирёв, Е.А. Кузнецов [и др.] // Пожаровзрывобезопасность. – 2019. – Т. 28 № 4. – С. 29-41.
23. Омельченко, О.Б. Расчет пиролиза и горения твердых материалов с использованием пакета FDS. Дис. ... квал. бакалавра: 140400 / Омельченко Ольга Борисовна; СПбПУ. – СПб., 2019. – 104 с.
24. Омельченко, О.Б. Совместное моделирование пиролиза и горения твердых горючих материалов с использованием пакета FDS / О.Б. Омельченко, Е.С. Маркус, А.Ю. Снегирёв, Е.А. Кузнецов // Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием, 18–23 ноября 2019 г. Институт прикладной математики и механики. – СПб.: Политех-Пресс, 2019. – С. 37-39.
25. Рыжов, А.М. CFD-Моделирование пожара в системе “помещение - большой калориметр” при распространении горения по фанерной облицовке двух стен: проверка эксперимента эксперимента / А.М. Рыжов, А.В. Григораш, Д.В. Макаров, В.В. Мольков // Пожаровзрывобезопасность. – 2003. – Вып. 5. – С. 30-36.
26. Снегирёв, А.Ю. Теоретические основы пожаро- и взрывобезопасности. Горение непремешанных реагентов: учебное пособие / А.Ю. Снегирёв, В.А. Талалов. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. ун-та, 2008. – 212 С.
27. Снегирёв, А.Ю. Интеграция моделей турбулентного пламени и пиролиза горючего материала: горение термопластиков / А.Ю. Снегирёв, Е.С. Коковина, А.С. Цой [и др.] // Труды XXXI Сибирского теплофизического семинара (17-19 ноября 2014 г., Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН). – Новосибирск, 2014. – С. 226-233.
28. Снегирёв, А.Ю. Испарение жидкости и диффузионное горение конденсированных топлив. Учебное пособие / А.Ю. Снегирёв, В.А. Талалов, В.В. Степанов. – Санкт-Петербург, Изд-во Политехн. ун-та, 2017. – 218 С.
29. Цой, А.С. Режимы и механизмы подавления пламени распыленной водой. Дис. ... к.т.н.: 01.04.14 / Цой Анна Сергеевна; СПбПУ. – СПб., 2016. – 177 с.
30. Шакlein, А.А. Моделирование распространения пламени по поверхности твердого топлива при разных углах наклона / А.А. Шакlein, А.И. Карпов, М.А. Корепанов // Химическая физика и мезоскопия. – 2013. – Т. 34. – № 6. – С. 497-501.
31. Шакlein, А.А. Моделирование распространения пламени по вертикальной поверхности горючего материала. Оценка вклада радиационного теплопереноса / А.А. Шакlein, А.И. Карпов, М.А. Корепанов // Химическая физика и мезоскопия. – 2014. – Т. 16. – № 2. – С. 226 - 234.
32. Шакlein, А.А. Моделирование распространения турбулентного пламени по вертикальной поверхности горючего материала / А.А. Шакlein, А.И. Карпов, М.А. Корепанов // Химическая физика и мезоскопия. – 2014. – Т. 16. – № 3. – С. 331-339.
33. Шакlein, А.А. Численное исследование сопряженного тепломассопереноса при распространении турбулентного диффузионного пламени по поверхности горючего материала

Дис. ... к.т.н.: 01.04.14 / Шаклеин Артём Андреевич; Институт механики УдМФИЦ УрО РАН. – Томск., 2016. – 131 с.

34. Шаклеин, А.А. Анализ численного метода решения задачи о распространении пламени по вертикальной поверхности горючего материала / А.А. Шаклеин, А.И. Карпов, А.А. Болкисев // Компьютерные исследования и моделирование. – 2018. – Т. 10. – № 6. – С. 755-774.

Зарубежные издания

35. Ahmad, T. Turbulent wall fires / T. Ahmad, G.M. Faeth // Symposium (International) on Combustion. – 1979. – Vol. 17. – № 1. – P. 1149-1160.
36. Assessing the influence of the input variables employed by fire dynamics simulator (FDS) software to model numerically solid-phase pyrolysis of cardboard / A. Alonso, M. Lázaro, P. Lázaro [et al.] // Journal of Thermal Analysis and Calorimetry. – 2020. – V. 140. – P. 263–273.
37. Analysis of a Run-Away High Rack Storage Fire / Alvares N. J., Hasegawa H. K., Hout K., [et al.] // Fire Safety Science – Proceedings of the Fourth International Symposium, IAFSS. – 1994. – P. 1267-1278.
38. Annamalai, K. Flame Spread over Combustible Surfaces for Laminar Flow Systems, Part I: Excess Fuel and Heat Flux / K. Annamalai, M. Sibulkin // Combustion Science and Technology. – 1979. – V. 19. – P. 167-183.
39. Annamalai, K. Flame Spread over Combustible Surfaces for Laminar Flow Systems, Part II: Flame Heights and Fire Spread Rates/ K. Annamalai, M. Sibulkin // Combustion Science and Technology. – 1979. – V. 19. – P. 185-193.
40. Apte, V.B. Wind-aided turbulent flame spread and burning over large-scale horizontal PMMA surfaces / V.B. Apte, R.W. Bilger, A.R. Green, J.G. Quintiere // Combustion and Flame. – 1991. – Vol. 85. - № 1-2. – P. 169-184.
41. Aseeva, R.M.. The Combustion of Rigid Polyurethane Foams / R.M. Aseeva, L.V. Ruban, L. Zabski // International Journal of Polymeric Materials and Polymeric Biomaterials. – 1990. – Vol. 14. – № 1-2. – P. 127-133.
42. Bal, N. Numerical investigation of the ignition delay time of a translucent solid at high radiant heat fluxes / N. Bal, G. Rein // Combustion and Flame. – 2011. – Vol. 158. – P. 1109–1116.
43. Babrauskas, V. Heat Release Rates / V. Babrauskas, Eds. M.J. Hurley et al. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, 5th Ed, New York, NY: Springer New York. – 2016. – P. 799-904.
44. Beaulieu, P.A. Effect of oxygen on flame heat flux in horizontal and vertical orientations / P.A. Beaulieu, N.A. Dembsey // Fire Safety Journal. – 2008. – Vol. 43. – № 6. – P. 410–428.
45. Bhattacharjee, S. Downward Flame Spread over Poly(methyl)methacrylate / S. Bhattacharjee, A. Simsek, F. Miller [et al.] // Proceedings of the Combustion Institute. – 2000. – Vol. 28. – P. 2891–2897.
46. Bhattacharjee, S.. Structure of downward spreading flames: a comparison of numerical simulation, experimental results and a simplified parabolic theory / S. Bhattacharjee, M.D. King, C. Paolini // Combustion Theory and Modelling. – 2004. – Vol. 8. – № 1. – P. 23-39 .

47. Bhattacharjee, S. Radiative, thermal, and kinetic regimes of opposed-flow flame spread: A comparison between experiment and theory/ S. Bhattacharjee, A. Simsek, F. Miller [et al.] // Proceedings of the Combustion Institute. – 2017. – Vol. 36. – № 2. – P. 2963- 2969.
48. Di Blasi, C. Model of the flow assisted spread of flames over a thin charring combustible/ C. Di Blasi, S. Crescitelli, G. Russo, A.C. Fernandez-Pello // Twenty-Second Symposium (International) on Combustion. – 1988. – P. 1205-1212.
49. Boyer, G. Fully coupled CFD simulation of the pyrolysis of non-charring polymers: A predictive approach / G. Boyer // Fire Safety Journal. – 2017. – Vol. 91. – P. 208-217.
50. Brelob, E.G. Numerical model of upward flame spread on practical wall materials / E.G. Brelob, C.I. Kim, A.K. Kulkarni // Fire Safety Journal. – 2001. – Vol. 36. – № 3. – P. 225-240.
51. Čekon, M. Cardboard-Based Packaging Materials as Renewable Thermal Insulation of Buildings: Thermal and Life-Cycle Performance / M. Čekon, K. Struhala, R. Slávik // Journal of Renewable Materials. – 2017. – V5. – P. 84-93.
52. Chaos, M. Experiments and modeling of single- and triple-wall corrugated cardboard: Effective material properties and fire behavior / M. Chaos // Conference Proceedings. – Fire and Materials, 2011, 12th International Conference and Exhibition.
53. Numerical simulation of fire growth on corrugated cardboard commodities in three-tier-high rack storage arrays / P. Chatterjee, Y. Wang, M. Chaos [et al.] // Proceedings of the 13th International Conference Interflam, UK, 2013. – P. 163-173.
54. Chu, Y.Y. Opposed Flow Flame Spread over Degrading Combustible Solids / Y.Y. Chu, I.S. Wichman // Combustion Science and Technology. – 2019. – Vol. 191. – № 10. – P. 1843-1865.
55. Diffusion Flames Upwardly Propagating over PMMA: Theory, Experiment and Numerical Modeling / J.-L. Consalvi, B. Porterie, M. Coutin [et al.] // Fire Safety Science – Proceedings of the Eight International Symposium, IAFSS. – 2005. – P. 397-408.
56. Consalvi, J.L., On the flame height definition for upward flame spread spread / J.L. Consalvi, Y. Pizzo, B. Porterie, J.L. Torero // Fire Safety Journal. – 2007. – Vol. 42. – № 5. – P. 384-392.
57. Consalvi, J.L. Numerical analysis of the heating process in upward flame spread over thick PMMA slabs / J.L. Consalvi, Y. Pizzo, B. Porteri // Fire Safety Journal. – 2008. – Vol. 43. – № 5. – P. 351-362.
58. Coutin, M. Flame heights in wall fires: Effects of width, confinement and pyrolysis length / M. Coutin, J.M. Most, M.A. Delichatsios, M.M. Delichatsios // Fire Safety Science – Proceedings of the Sixth International Symposium. – 2000. – P. 729-740.
59. Crescitelli, S. Influence of Solid Phase Thermal Properties on Flame Spread over Polymers / S. Crescitelli, F. Pota, G. Santo, V. Tufano // Combustion Science and Technology. – 1981. – Vol. 27. – № 1-2. – P. 75-78.
60. Delichatsios, M.A. Flame Heights in Turbulent Wall Fires with Significant Flame Radiation / M.A. Delichatsios // Combustion Science and Technology. – 1984. – Vol. 39. – № 1-6. – P. 195-214.
61. Delichatsios, M.A. Exact Solution for the Rate of Creeping Flame Spread over Thermally Thin Materials / M.A. Delichatsios // Combustion Science and Technology. – 1986. – Vol 44. – № 5-6. – P. 257-267.

62. Delichatsios, M. An Upward Fire Spread and Growth Simulation / M. Delichatsios, M. Mathews, M. Delichatsios // Fire Safety Science – Proceedings of the Third International Symposium. – 1991. – P. 207-216.
63. Delichatsios, M.M., Delichatsios M.A. Effects of Transient Pyrolysis on Wind-Assisted and Upward Flame Spread / M.M. Delichatsios, M.A. Delichatsios // Combustion and Flame. – 1992. – Vol. 89. – № 1. – P. 5-16.
64. Delichatsios, M.A. Similarity solutions and applications to turbulent upward flame spread on noncharring materials / M.A. Delichatsios, M. Delichatsios, Y. Chen, Y. Hasemi // Combustion and Flame. – 1995. – Vol. 102. – № 3. – P. 357-370.
65. Deardorff, J.W. Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model / Deardorff, J.W. // Boundary-Layer Meteorology. – 1980. – Vol. 18. – P. 495–527.
66. Drysdale D. An Introduction to Fire Dynamics / Third Ed., Chichester: John Wiley & Sons, Ltd, 2011. – P. 551.
67. Genetic algorithms for optimisation of chemical kinetics reaction mechanisms / L. Elliot, D.B. Ingham, A.G. Kyne [et al.] // Progress in Energy and Combustion Science. – 2004. – Vol. 30. – № 3. – P. 297-328.
68. Emmons, H. W. The Film Combustion of Liquid Fuel / H.W. Emmons // Zeitschrift fur angewandte mathematik und mechanik. – 1956. – Vol. 36. – № 1-2. – P. 60-71.
69. Emmons, H.W. Fundamental problems of the free burning fire / H.W. Emmons // Symposium (International) on Combustion. – 1965. – Vol. 10. – № 1. – P. 951-964.
70. Fernandez-Pello, A. Laminar flame spread over PMMA surfaces / A. Fernandez-Pello, F.A. Williams // Proceedings of Combustion Institute. – 1975. – Vol. 15. – P. 217-231.
71. Fernandez-Pello, A. A Theory of Laminar Flame Spread Over Flat Surfaces of Solid Combustibles / A. Fernandez-Pello, F.A. Williams // Combustion and Flame. – 1977. – Vol. 28. – P. 251- 277.
72. Fernandez-Pello, A.C. Upward laminar flame spread under the influence of externally applied thermal radiation / A.C. Fernandez-Pello // Combustion Science and Technology. – 1977. – Vol. 17. – № 3-4. – P. 87-98.
73. Fernandez-Pello, A.C. Downward Flame Spread Under the Influence of Externally Applied Thermal Radiation / A.C. Fernandez-Pello // Combustion Science and Technology. – 1977. – Vol. 17 – № 1-2. – P. 1-9.
74. Fernandez-Pello, A.C. Downward Flame Spread in an Opposed Forced Flow / A.C. Fernandez-Pello, S.R. Ray, I. Glassman // Combustion Science and Technology. – 1978. – Vol. 19. – № 1-2. – P. 19-30.
75. Fernandez-Pello, A.C. A Theoretical Model for the Upward Laminar Spread of Flames Over Vertical Fuel Surfaces / A.C. Fernandez-Pello // Combustion and Flame. – 1978. – Vol. 31. – P. 135-148.
76. Fernandez-Pello, A.C. On the dominant mode of heat transfer in downward flame spread / A.C. Fernandez-Pello, R.J. Santoro // Proceedings of Combustion Institute. – 1979. – Vol. 17. – № 1. – P. 1201-1209.
77. Fernandez-Pello, A.C. Flame Spread in a Forward Forced Flow / A.C. Fernandez-Pello // Combustion and Flame. – 1979. – Vol. 36. – P. 63-78.

78. Fernandez-Pello, A.C. Flame spread in an opposed forced flow: the effect of ambient oxygen concentration / A.C. Fernandez-Pello, S.R. Ray, I. Glassman // Proceedings of Combustion Institute. – 1981. – Vol. 18. – № 1. – P. 579-589.
79. Fernandez-Pello, A.C. Controlling mechanisms of flame spread / A.C. Fernandez-Pello // Combustion Science and Technology. – 1983. – Vol. 32. – № 1-4. – P. 1-31.
80. Fernandez-Pello, A. C. Flame Spread Modeling / A.C. Fernandez-Pello // Combustion Science and Technology. – 1984. – Vol. 39 – №1. – P. 119 – 134.
81. Fernandez-Tarrazo, E. Flame spread over solid fuels in opposite natural convection // E. Fernandez-Tarrazo, A. Linan // Proceedings of the Combustion Institute. – 2002. – Vol. 29. – P. 219–225.
82. Frey, A.E. Jr. A Theory of Flame Spread over a Solid Fuel Including Finite-Rate Chemical Kinetics / A.E. Jr. Frey, J.S. Tien // Combustion and Flame. – 1979. – Vol. 36. – P. 263-289.
83. Forney, G.P. Smokeview. A Tool for Visualizing Fire Dynamics Simulation Data Volume I: User's Guide. / Forney G.P. NIST Special Publication 1017-1. – 2020. – P. 217.
84. Fukumoto, K. Large eddy simulation of upward flame spread on PMMA walls with a fully coupled fluid–solid approach / K. Fukumoto, C. Wang, J. Wen // Combustion and Flame. – 2018. – Vol. 190. – P. 365-387.
85. Experimental Study on Upward Flame Spread Behaviors over Thin Fabric Fuels / Y.J. Gao, G.Q. Zhu, M.W. Yu [et al.] // Procedia Engineering. – 2018. – Vol. 211. – P. 183-191.
86. Gengembre, E. Turbulent diffusion flames with large buoyancy effects / E. Gengembre, P. Cambray, D. Karmed, J.C. Bellet // Combustion Science and Technology. – 1983. – Vol. 41. – № 1-2. – P. 55-67.
87. Ghorbani, Z. Limitations in the predictive capability of pyrolysis models based on a calibrated semi-empirical approach / Z. Ghorbani, R. Webster, M. Lázaro, A. Trouvé // Fire Safety Journal. – 2013. – Vol. 61. – P. 274–288.
88. Glassman I. Combustion / I. Glassman, R.A. Yetter, N.G. Glumac – Elsevier, Fifth Edition, 2015. – P. 757.
89. Gollner, M.J. Upward flame spread over corrugated cardboard / M.J. Gollner, F.A. Williams, A.S. Rangwala // Combustion and Flame. – 2011. – Vol. 158. – № 7. – P. 1404-1412.
90. Warehouse commodity classification from fundamental principles. Part I: Commodity & burning rates / M.J. Gollner, K.J. Overholt, F.A. Williams [et al.] // Fire Safety Journal. – 2011. – Vol. 46 – № 6. – P. 317–329.
91. Experimental study of upward flame spread of an inclined fuel surface // M.J. Gollner, X. Huang, J. Cobian [et al.] // Proceedings of Combustion Institute. – 2013. – V. 34. – № 2. – P. 2531–2538.
92. Grant, G. Numerical Modelling of Early Flame Spread in Warehouse Fires / G. Grant, D. Drysdale // Fire Safety Journal. – 1995. – Vol. 14– № 3. – P. 247-278.
93. Numerical study of radiative heat transfer effects on a complex configuration of rack storage fire / K. Guedri, M.N. Borjini, M. Jeguirim [et al.] // Energy. – 2011. – Vol. 36. – № 5. – P. 2984-2996.
94. Hakkarainen, T. Application of a One-dimensional Thermal Flame Spread Model on Predicting the Rate of Heat Release in the SBI Test / T. Hakkarainen, M.A. Kokkala // Fire and Materials. – 2001. – Vol. 25. – № 2. – P. 61-70.

95. Hasemi, Y. Experimental Wall Flame Heat Transfer Correlations for the Analysis of Upward Wall Flame Spread / Y. Hasemi // Fire Science and Technology. – 1984. – Vol. 4. – № 2. – P. 75-90.
96. Hasemi, Y. Thermal Modeling of Upward Wall Flame Spread / Y. Hasemi // Fire Safety Science. – Proceedings of the First International Symposium, IAFSS. – 1986. – P. 87-96.
97. Hasemi, Y. Unsteady-state Upward Flame Spreading Velocity along Vertical Combustible Solid and Influence of External Radiation on the Flame Spread / Y. Hasemi, M. Yoshida, A. Nohara, T. Nakabayashi// Fire Safety Science. – 1991. – Vol. 3. – P. 197-206.
98. Hasemi, Y. Surface Flame Spread / Y. Hasemi, M.J. Harley et al. (Eds.), SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, 5th Ed., Springer. – 2016. – p. 705 - 724.
99. Hirano, T. Measured velocity and temperature profiles near flames spreading over a thin combustible solid / T. Hirano, S.E. Noreikis, T.E. Waterman // Combustion and Flame. – 1974. – Vol. 23. – № 1. – P. 83-96.
100. Honda, L.K. Mechanisms of concurrent-flow flame spread over solid fuel beds / L.K. Honda, P.D. Ronney // Proceedings of the Combustion Institute. – 2000. – Vol. 28. – P. 2793-2801.
101. Hostikka, S. Numerical modeling of pool fires using les and Finite Volume Method for Radiation / S. Hostikka, K.B. McGrattan, A. Hamins // Fire Safety Science. – Proceedings of the 7th International Symposium, IAFSS. – 2003. – P. 383-394.
102. Hsu, S.-Y. Flame spread over solids in buoyant and forced concurrent flows: Model computations and comparison with experiments / S.-Y. Hsu, J.S. T'ien // Proceedings of the Combustion Institute. – 2011. – Vol. 33. – № 2. – P. 2433–2440.
103. SFPE Handbook of Fire Protection. Appendix 3 Fuel Properties and Combustion Data / Ed: M.J. Hurley. – 5th Ed.. – 2016. – P. 3464.
104. Ingason, H. Heat Release Rate of Rack Storage Fires / H. Ingason // Proceedings of 9th Interflam 2001 Fire Science & Engineering Conference, 2001. – P. 731-740.
105. Ingason, H. In-Rack Fire Plumes / H. Ingason // Fire Safety Science – Proceedings of the Fifth International Symposium, IAFSS. – 1997. – P. 333–344.
106. Ingason, H. Effects of Flue Spaces on the Initial In-Rack Plume Flow / H. Ingason // Fire Safety Science – Proceedings of the 7th International Symposium, IAFSS. – 2003. – P. 235-246.
107. Ito, A. Temperature measurements in PMMA during downward flame spread in air using holographic interferometry / A. Ito, T. Kashiwagi // Twenty-first Symposium (International) on Combustion. – The Combustion Institute. – 1986. – P. 65-74.
108. Ito, A. Characterization of Flame Spread over PMMA Using Holographic Interferometry Sample Orientation Effects / A. Ito, T. Kashiwagi // Combustion and Flame. – 1988. – Vol. 71. – № 2. – P. 189-204.
109. A fully coupled fluid/solid model for open air combustion of horizontally-oriented PMMA samples / A. Kacem, M. Mense, Y. Pizzo [et al.] // Combustion and Flame. – 2016. – Vol. 170. – P. 135-147.
110. Karlsson, B. A Mathematical Model for Calculating Heat Release Rate in the Room Corner Test / B. Karlsson // Fire Safety Journal. – 1993. – Vol. 20. – № 2. – P. 93-113.
111. Karlsson, B. Enclosure Fire Dynamics / B. Karlsson, J.G. Quintiere. – CRC Pres., 2000. – P. 316.

112. Numerical study of horizontal flame spread over PMMA surface in still air / A.I. Karpov, O.P. Korobeinichev, A.A. Shaklein [et al.] // Applied Thermal Engineering. – 2018. – Vol. 144. – P. 937–944.
113. Kim, J.S. Laminar free-convective burning of fuel surfaces / J.S. Kim, J. De Ris, F.W. Kroesser // Proceedings of Combustion Institute. – 1971. – Vol. 13. – № 1. – P. 949-961.
114. Kokkala, M. Upward Flame Spread on Wooden Surface Products: Experiments and Numerical Modelling / M. Kokkala, D. Baroudi, W.J. Parker // Fire Safety Science. – Proceedings of the Fifth International Symposium. – 1997. – P. 309-320.
115. Kokovina, E. Numerical simulation of flame spread over vertical and inclined combustible surfaces / E. Kokovina, E. Kuznetsov, A. Snegirev // Proceedings of 9th International Seminar on Flame Structure – Novosibirsk, 2017. – P. 56
116. An experimental study of horizontal flame spread over PMMA surface in still air / O.P. Korobeinichev, A.A. Paletsky, M.B. Gonchikzhabov [et al.] // Combustion and Flame. – 2018. – Vol. 188. – P. 388-398.
117. Kinetics of thermal decomposition of PMMA at different heating rates and in a wide temperature range / O.P. Korobeinichev, A.A. Paletsky, M.B. Gonchikzhabov [et al.] // Thermo-chimica Acta. – 2019. – Vol. 671. – P. 17–25.
118. An experimental and numerical study of thermal and chemical structure of downward flame spread over PMMA surface in still air air / O.P. Korobeinichev, A.I. Karpov, A.A. Bolkisev [et al.] // Proceedings of the Combustion Institute. – 2019. – Vol. 37. – № 3. – P. 4017-4024.
119. An experimental study and numerical simulation of horizontal flame spread over polyoxymethylene in still air air / O.P. Korobeinichev, R. Glaznev, A.I. Karpov [et al.]// Fire Safety Journal. – 2020. – Vol. 111. – P. 102924.
120. Kumar, A. A comparison of extinction limits and spreading rates in opposed and concurrent spreading flames over thin solids / A. Kumar, H.Y. Shih, J.S. T'ien // Combustion and Flame. – 2003. – Vol. 132. – № 4. – P. 667–677.
121. Kumar, C. Computational Study on Opposed Flow Flame Spread Over Thin Solid Fuels with Side-Edge Burning / C. Kumar, A. Kumar // Combustion Science and Technology. – 2010. – Vol. 182. – № 9. – P. 1321-1340.
122. Kwon, J.W. Evaluation of FDS V.4: Upward flame spread / J.W. Kwon, N.A. Dembsey, C.W. Lautenberger // Fire Technology. – 2007. – Vol. 43. – № 4. – P. 255-284.
123. Lattimer, B.Y. Heat Transfer from Fires to Surfaces / B.Y. Lattimer, Ed: M.J. Hurley, SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. – Society of Fire Protection Engineers, 2016. – P. 745-798.
124. Lautenberger, C. Optimization algorithms for material pyrolysis property estimation / C. Lautenberger, C. Fernandez-Pello // Fire Safety Science. – Proceedings of the 10th International Symposium, IAFSS. – 2011. – P. 751-764.
125. Lautenberger, C. The application of a genetic algorithm to estimate material properties for fire modeling from bench-scale fire test data / C. Lautenberger, G. Rein, C. Fernandez-Pello // Fire Safety Journal. – 2006. – Vol. 41. – № 3. – P. 204-214.
126. Leventon, I.T. Evolution of flame to surface heat flux during upward flame spread on poly(methyl methacrylate) / I.T. Leventon, S.I. Stoliarov // Proceedings of the Combustion Institute. – 2013. – Vol. 34. – № 2. – P. 2523-2530.

127. Leventon, I.T. A flame spread simulation based on a comprehensive solid pyrolysis model coupled with a detailed empirical flame structure representation / I.T. Leventon, J. Li, S.I. Stoliarov // Combustion and Flame. – 2015. – Vol. 162. – № 10. – P. 3884-3895.
128. Leventon, I.T. A generalized model of flame to surface heat feedback for laminar wall flames / I.T. Leventon, K.T. Korver, S.I. Stoliarov // Combustion and Flame. – 2017. – Vol. 179. – P. 338-353.
129. Lewis M.J. Field Modelling of Non-Charring Flame Spread / M.J. Lewis, P.A. Rubini, J.B. Moss // Fire Safety Science. – Proceedings of the Sixth International Symposium, IAFSS. – 2000. – P. 683-694.
130. Lin, P.-H. Numerical Analyses for Downward Flame Spread over Thin and Thick Fuels in a Gravitational Field / P.-H. Lin, // Combustion and Flame. – 1999. – Vol. 118. – P. 744–746.
131. Lin, P.-H. Numerical analyses for radiative ignition and transition to flame spread over a horizontally oriented solid fuel in a gravitation field / P.-H. Lin, W.-F. Fan, C.-H. Chen // Combustion Science and Technology. – 2001. – Vol. 173. – № 1. – P. 47-74.
132. Linteris, G.T. Modelling Solid Sample Burning with FDS / G.T. Linteris, L. Gewuerz, K. McGrattan, G. Forney. Report NIST 7178, 2004. – P. 37.
133. Linteris, G. Modeling Solid Sample Burning / G. Linteris, L. Gewuerz, K. McGrattan, G. Forney // Fire Safety Science – Proceedings of the Eighth International Symposium, IAFSS. – 2005. – P. 625-636.
134. Loh, H.-T. A study of the controlling mechanisms of flow assisted flame spread / H.-T. Loh, A.C. Fernandez-Pello // Twentieth Symposium (International) on Combustion. – The Combustion Institute. – 1984. – Vol. 1. – P. 1575-1582.
135. Loh, H.T. Flow Assisted Flame Spread over Thermally Thin Fuels / H.-T. Loh, A.C. Fernandez-Pello // Fire Safety Science. – Proceedings of the First International Symposium, IAFSS. – 1986. – P. 65-74.
136. Maragkos, G. Large Eddy Simulations of CH4 Fire Plumes / G. Maragkos, B. Merci // Flow, Turbulence and Combustion. – 2017. – Vol. 99. – № 1. – P. 239–278.
137. Markus, E.S. Natural Buoyant Turbulent Diffusion Flame near a Vertical Surface / E.S. Markus, E.A. Kuznetsov, A.Yu. Snegirev // Combustion, Explosion, and Shock Waves. – 2018. – Vol. 54. – № 3. – P. 284–293. (See it in Russian in Ref. [20]).
138. Markus, E. Application of a simplified pyrolysis model to predict flame spread over continuous and discrete fire load / E. Markus, A. Snegirev, E. Kuznetsov, L. Tanklevskiy // Fire Safety Journal. – 2019. – V. 108. – P. 102825.
139. Markus, E. Application of a simplified pyrolysis model to predict fire development in rack storage facilities / E. Markus, A. Snegirev, E. Kuznetsov, L. Tanklevskiy // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol. 1107. – P. 042012.
140. Markus, E. Fire Growth in a High-rack Storage / E. Markus, A. Snegirev, E. Kuznetsov, L. Tanklevskiy // Proceedings of the Ninth International Seminar on Fire and Explosion Hazards (ISFEH9), Edited by Snegirev A., Liu N.A., Tamanini F., Bradley D., and Chaumeix N. – St. Petersburg Polytechnic University Press, 2019. – P. 796-807.
141. Markstein, G.H. Upward fire spread over textiles / G.H. Markstein, J.N. de Ris // Proceedings of the Combustion Institute. – 1973. – Vol. 14. – P. 1085-1097.

142. McCaffrey, B.J. Purely Buoyant Diffusion Flames: Some Experimental Results / B.J. McCaffrey Final Report. NBSIR 79-1910. – Washington DC: National Bureau of Standards, 1979. – P. 49.
143. McCoy C.G. Empirical Model of flame heat feedback for simulation of cone calorimetry / C.G. McCoy, J.L. Tilles, S.I. Stolarov // Fire Safety Journal. – 2019. – Vol. 103. – P. 38-48.
144. Fire Dynamics Simulator Technical Reference Guide. Volume 1: Mathematical Model / K. McGrattan, S. Hostikka, R. McDermott [et al.]. – Sixth Edition, NIST Special Publication 1018-3. – 2019. – P. 262.
145. Fire Dynamics Simulator Technical Reference Guide Volume 2: Verification / K. McGrattan, S. Hostikka, J. Floyd [et al.]. – Sixth Edition, NIST Special Publication 1018-3– 2019. – P. 262.
146. Fire Dynamics Simulator Technical Reference Guide Volume 3: Validation / K. McGrattan, S. Hostikka, R. McDermott [et al.]. – Sixth Edition, NIST Special Publication 1018-3– 2019. – P. 876.
147. Fire Dynamics Simulator User's Guide / K. McGrattan, S. Hostikka, R. McDermott [et al.]. – Sixth Edition, NIST Special Publication 1019. – 2019. – P. 367.
148. Meredith, K.V. Simulating Sprinkler Based Rack Storage Fire Suppression under Uniform Water Application / K.V. Meredith, P. Chatterjee, Y. Wang, Y. Xin // Proceedings of the 7th Int. Seminar on Fire and Explosion Hazards, 2013. – P. 511–520.
149. Mitler, H.E. Predicting the spread rates of fires on vertical surfaces / H.E. Mitler // Symposium (International) on Combustion. – 1991. – Vol. 23. – № 1. – P. 1715-1721.
150. Orloff, L. Upward turbulent fire spread and burning of fuel surface / L. Orloff, J. De Ris, G.H. Markstein // Symposium (International) on Combustion. – 1975. – Vol. 15. – № 1. – P. 183-192.
151. Orloff, L. Burning of large-scale vertical surfaces / L. Orloff, A.T. Modak, R.L. Alpert // Sixteenth Symposium (International) on Combustion. – 1977. – Vol. 16. – № 1. – P. 1345-1354.
152. Warehouse commodity classification from fundamental principles. Part II: Flame heights and flame spread / K.J. Overholt, M.J. Gollner, J. Perricone [et al.] // Fire Safety Journal. – 2011. – Vol. 46. – № 6. – P. 317–329.
153. Pagni, P.J. Excess Pyrolyzate / P.J. Pagni, T.M. Shih // Proceedings of the Combustion Institute. – 1977. – V. 16. – P. 1329-1343.
154. Park, J.H. Concurrent flame spread over discrete thin fuels / J.H. Park, J. Brucker, R. Seballos [et al.] // Combustion and Flame. – 2018. – Vol. 191. – P. 116-125.
155. Parker, W.J. An Assessment of Correlations Between Laboratory and Full-Scale Experiments for the FAA Aircraft Fire Safety Program, Part 3 / W.J. Parker. ASTM E 84, NBSIR 82-2564, Center for Fire Research. – Washington, DC, 1982. – P. 42.
156. Experimental observations on the steady-state burning rate of a vertically oriented PMMA slab / Y. Pizzo, J.L. Consalvi, P. [et al.] // Combustion and Flame. – 2008. – Vol. 152. – № 3. – P. 451-460.
157. Width effects on the early stage of upward flame spread over PMMA slabs: Experimental observations / Y. Pizzo, J.L. Consalvi, P. Querre [et al.] // Fire Safety Journal. – 2009. – Vol. 44. – № 3. – P. 407-414.
158. Qian, C. Fire Growth Models for Materials Upward Flame Spread Along the Vertical Corner Walls / C. Qian, H. Ishida, K. Saito Technical Report NIST-GCR-94-648, NIST, 1994.

159. Quintiere, J. A Simplified Theory for Generalizing Results from a Radiant Panel Rate of Flame Spread Apparatus / J. Quintiere // Fire and Materials. – 1981. – Vol. 5. – P. 52-60.
160. Quintiere, J. Measurement of Material Flame Spread Properties / J. Quintiere, M. Harkleroad, D. Walton // Combustion Science and Technology. – 1983. – Vol. 32. – №:1-4. – P. 67-89.
161. Quintiere, J. New Concepts for Measuring Flame Spread Properties / J. Quintiere, M. Harkleroad, Ed.: T. Harmathy // Fire Safety: Science and Engineering. – West Conshohocken, PA: ASTM International, 1985. – P. 239-267.
162. Quintiere, J. Wall flames and implications for upward flame spread / J. Quintiere, M. Harkleroad, Y. Hasemi // Combustion Science and Technology. – 1986. – Vol. 48. – № 3/4. – P. 191-222.
163. Quintiere, J.G. The Application of Flame Spread Theory to Predict Material Performance / J.G., Quintiere // Journal of Research of the National Bureau of Standards. – 1988. – Vol. 93. – № 1. –P. 1-70.
164. Quintiere, J.G. Heat flux from flames to vertical surfaces / J.G. Quintiere, T.G. Cleary // Fire Technology. – 1994. – Vol. 30. – № 2. – P. 209-231.
165. Quintiere, J.G. Principles of Fire Behaviour / J.G. Quintiere – New York: Delmar Publishers, 1997. – P. 258.
166. Quintiere, J.G. Surface Flame Spread / J.G. Quintiere. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 3rd ed. – Quincy MA: NFPA, 2002. – P. 2-246–2-257.
167. Quintiere, J.G. A theoretical basis for flammability properties / J.G. Quintiere // Fire and Materials. – 2006. – Vol. 30. – № 3. – P. 175–214.
168. Quintiere, J. G. Fundamentals of Fire Phenomena / J.G. Quintiere – Wiley, Chichester, U.K., 2006. – P. 460.
169. Quintiere, J.G. The effects of angular orientation on flame spread over thin materials / J.G. Quintiere // Fire Safety Journal. – 2001. – Vol. 36. – P. 291-312.
170. Rangwala, A.S. Upward flame spread on a vertically oriented fuel surface: The effect of finite width / A.S. Rangwala, S.G. Buckley, J.L. Torero // Proceedings of the Combustion Institute. – 2007. – Vol. 31. – № 2. – P. 2607-2615.
171. Rangwala, A.S. Analysis of the constant B-number assumption while modeling flame spread / A.S. Rangwala, S.G. Buckley, J.L. Torero // Combustion and Flame. – 2008. – Vol. 152. – № 3. – P. 401-414.
172. Upward Flame Spread Simulations by Coupling an Enthalpy-based Pyrolysis Model with CFD / P. Rauwoens, J. Degroote, S. Wasan [et al.]// Proceedings of the Sixth International Seminar on Fire and Explosion Hazards, 11-16 April 2010, University of Leeds, UK. – P. 241-251.
173. Ren, N. Large Eddy Simulation of Vertical Turbulent Wall Fires / N. Ren, Y. Wang, A. Trouvé // Procedia Engineering. – 2013. – Vol. 62. – P. 443-452.
174. Ren, N. Large eddy simulation of turbulent vertical wall fires supplied with gaseous fuel through porous burners / N. Ren, Y. Wang, S. Vilfayeau, A. Trouvé // Combustion and Flame. – 2016. – Vol. 169. – P. 194-208.
175. CFD Modeling of Industrial-Scale Roll-Paper Fires / N. Ren, D. Zeng, K.V. Meredith [et al.] // Proceedings of the Eighth International Seminar on Fire and Explosion Hazards, 25-28 April 2016. – P. 453-462.

176. Large-Scale Fire Suppression Modeling of Corrugated Cardboard Boxes on Wood Pallets in Rack-Storage Configurations / N. Ren, J. de Vries, X. Zhou [et al.] // Fire Safety Journal. – 2017. – Vol. 91. – P. 695–704.
177. De Ris, J.L. Spread of a laminar diffusion flame / J.L. De Ris // Proceedings of Combustion Institute. – 1969. – Vol. 12. – P. 241-252.
178. De Ris, J. Similarity of Turbulent Wall Fires / J. De Ris, G. Markstein, L. Orloff, P. Beaulieu // Fire Safety Science – Proceedings of Seventh International Symposium, IAFSS. – 2003. – P. 259-270.
179. De Ris, J.L. Flame heat transfer. Part I: pyrolysis zone / J. De Ris, G. Markstein, L. Orloff, P. Beaulieu. Technical Report J.I. 0D0J9.MT – Factory Mutual Research Corporation, 1999.
180. Saito, K. Upward Turbulent Flame Spread / K. Saito, J. Quintiere, F.A. Williams // Fire Safety Science – Proceedings of the First International Symposium, IAFSS. – 1986. – P. 75-86.
181. Saito, K. Upward Turbulent Flame Spread on Wood Under External Radiation / K. Saito, F.A. Williams, I.S. Wichman, J.G. Quintiere // Journal of Heat Transfer. – 1989. – Vol. 111. – № 2. – P. 438–445.
182. Shaklein, A.A. Two-step gas-phase reaction model for the combustion of polymeric fuel / A.A. Shaklein, A.A. Bolkisev, A.I. Karpov [et al.] // Fuel. – 2019. – Vol. 255. – P. 115878.
183. Sibulkin, M. The Dependence of Flame Propagation on Surface Heat Transfer I. Downward Burning / M. Sibulkin, J. Kim, J.V. Jr. Creeden // Combustion Science and Technology. – 1976. – Vol. 14. – № 1-3. – P. 43-56.
184. Sibulkin, M. The dependence of flame propagation on surface heat transfer II. Upward burning / M. Sibulkin, J. Kim // Combustion Science and Technology. – 1977. – Vol. 17. – № 1-2. – P. 39-49.
185. Singh, A.V. A methodology for estimation of local heat fluxes in steady laminar boundary layer diffusion flames / A.V. Singh, M.J. Gollner // Combustion and Flame. – 2015. – Vol. 162. – № 5. – P. 2214-2230.
186. Sirignano, W.A. A Critical Discussion of Theories of Flame Spread across Solid and Liquid Fuels / W.A. Sirignano // Combustion Science and Technology. – 1972. – Vol. 6. – № 1-2. – P. 95-105.
187. Snegirev, A. On soot and radiation modeling in buoyant turbulent diffusion flames / Snegirev A., Markus E., Kuznetsov E. [et al.] // Heat and Mass Transfer. – 2018. – V. 54, No 8. – P. 2275-2293.
188. Snegirev, A. The Effect of Soot Modeling on Thermal Radiation in Buoyant Turbulent Diffusion Flames / A. Snegirev, E. Kokovina, A. Tsoy [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 745. – P. 032028.
189. Autocatalysis in thermal decomposition of polymers / A.Yu. Snegirev, V.A. Talalov, V.V. Stepanov [et al.] // Polymer Degradation and Stability. – 2017. – Vol. 137. – P. 151-161.
190. Snegirev, A. Coupled analytical approach to predict piloted flaming ignition of non-charring polymers / A. Snegirev, E. Kuznetsov, E. Markus // Fire Safety Journal. – 2017. – Vol. 93. – P. 74-83.
191. Snegirev, A. Coupled simulations of turbulent flame and pyrolysis of combustible material / A. Snegirev, E. Kokovina, A. Tsoy // Proceedings of the 7th European Combustion Meeting, March 30 – April 2, 2015, Budapest, Hungary. – P. 1-6

192. Snegirev, A. A new model to predict pyrolysis, ignition and burning of flammable materials in fire tests / A. Snegirev, V. Talalov, V. Stepanov, J. Harris // Fire Safety Journal. – 2013. – Vol. 59. – P. 132-158.
193. Souil, J.M. Experimental and theoretical study of thermal radiation from turbulent diffusion flames to vertical target surfaces / J.M. Souil, P. Joulain, E. Gengembre // Combustion Science and Technology. – 1983. – Vol. 41. – № 1-2. – P. 69-81.
194. Spalding, D.B. The combustion of liquid fuels / D.B. Spalding // Symposium (International) on Combustion. – 1953. – Vol. 4. – № 1. – P. 847-864.
195. Stoliarov, S.I. Prediction of the burning rates of non-charring polymers / S.I. Stoliarov, S. Crowley, R.E. Lyon, G.T. Linteris // Combustion and Flame. – 2009 – Vol. 156. – № 5 – P. 1068–1083.
196. Stoliarov, S.I. Determination of the heats of gasification of polymers using differential scanning calorimetry / S.I. Stoliarov, R.N. Walters // Polymer Degradation and Stability. – 2008. – Vol. 93. – № 2. – P. 422-427.
197. Sugawa, O. Flame Height from Rectangular Fire Sources Considering Mixing Factor / O. Sugawa, H. Satoh, Y. Oka // Fire Safety Science. – Proceedings of the Third International Symposium. – 1991. – P. 435–444.
198. Tarifa, C.S. Flame propagation along the interface between a gas and a reacting medium / C.S. Tarifa, A.M. Torralbo // Proceeding of Combustion Institute. – 1967. – Vol. 11. – № 1. – P. 533-544.
199. Tewarson, A. Fire behavior of polymethylmethacrylate / A. Tewarson, S.D. Ogden // Combustion and Flame. – 1992. – Vol. 89. – № 3-4. – P. 237-259.
200. Torero, J.L. Estimation of a total mass transfer number from the standoff distance of a spreading flame / J.L. Torero, T. Vietoris, G. Legros, P. Joulain // Combustion Science and Technology. – 2002. – Vol. 174. – № 11-12. – P. 187-203.
201. Trapp, A.C. Analyzing the Impact of In-Rack Sprinklers in a Warehouse Fire: A Demonstration of the Role Optimization has in mitigating damage / A.C. Trapp, A.S. Rangwala // Fire Safety Journal. – 2015. – Vol. 73. – P. 55–62.
202. Tsai, K.-C. Flame height correlation and upward flame spread modelling / K.-C. Tsai, D. Drysdale // Fire and Materials. – 2002. – Vol. 26. – № 6. – P. 279-287.
203. Tsai, K.-C. Using cone calorimeter data for the prediction of fire hazard / K.-C. Tsai, D. Drysdale // Fire Safety Journal. – 2002. – Vol. 37. – № 7. – P. 697–706.
204. Tsai, K.C. Upward flame spread: The width effect / K.-C. Tsai, F.S. Wan // Fire Safety Science. – Proceedings of the Eight International Symposium, IAFSS. – 2005. – P. 409-419.
205. Tsai, K.C. Influence of sidewalls on width effects of upward flame spread / K.C. Tsai // Fire Safety Journal. – 2011. – Vol. 46. – № 5. – P. 294-304.
206. Tu, K.M. Wall flame heights with external radiation / K.M. Tu, J. Quintiere // Fire Technology. – 1991. – Vol. 27. – № 3. – P. 195-203.
207. Wasan, S.R. An enthalpy-based pyrolysis model for charring and non-charring materials in case of fire / S.R. Wasan, P. Rauwoens, J. Vierendeels, B. Merci // Combustion and Flame. – 2010. – Vol. 157. – № 4. – P. 715-734.
208. Wichman, I.S. Theoretical aspects of flame spread in an opposed flow over flat surfaces of solid fuels / I.S. Wichman, F.A. Williams, I. Glassman // Nineteenth Symposium (International) on Combustion. – The Combustion Institute. – 1982. - P. 835-845.

209. Wichman, I.S. A Simplified Model of Flame Spread in an Opposed Flow along a Flat Surface of a Semi-infinite Solid / I.S. Wichman, F.A. Williams // Combustion Science and Technology. – 1983. – Vol. 32. – № 1. – P. 91 – 123.
210. Wichman, I.S. Comments on Rates of Creeping Spread of Flames Over Thermally Thin Fuels / I.S. Wichman, F.A. Williams // Combustion Science and Technology. – 1983. – Vol. 33. – № 1-4. – P. 207-214.
211. Wichman, I.S. Theory of opposed-flow flame spread / I.S. Wichman I.S. // Progress in Energy and Combustion Science. – 1992. – Vol. 18. – № 6. – P.553-593.
212. Williams, F. Mechanisms of fire spread / F. Williams // Symposium (International) on Combustion. – 1977. – Vol. 16. – № 1. – P. 1281-1294.
213. Wang, Y. Large eddy simulation of fire plumes / Y. Wang, P. Chatterjee, J.L.de Ris // Proceedings of the Combustion Institute. – 2011. – Vol. 33. – № 2. – P. 2473-2480.
214. Numerical Simulation of Sprinkler Suppression of Rack Storage Fires / Y. Wang, K.V. Mere-dith, X. Zhou [et al.] // Fire Safety Science. – Proceedings of the Eleventh International Symposium, IAFSS. – 2014. – P. 1170–1193.
215. Wolverton, M.K. Implementing Multi-Step Chemical Kinetics Models in Opposed-Flow Flame Spread over Cellulose and a Comparison to Single-Step Chemistry / M.K. Wolverton, R.A. Altenkirch, L. Tang // Combustion and Flame. – 1999. – Vol. 118. – P. 281–292.
216. Wong, W.C.-K. A multi-component dataset framework for validation of CFD flame spread models / W.C.-K.Wong, N.A. Dembsey, J. Alston, C. Lautenberger // Journal of Fire Protection Engineering. – 2013. – Vol. 23. – № 2. – P. 85-134.
217. Wu, P.K. Assessment of Material Flammability with the FSG Propagation Model and Laboratory Test Methods / Wu P.K., Orloff L., Tewarson A. 13th Joint Panel Meeting of the UJNR Panel on Fire Research and Safety, NIST Report NISTIR 6030, Gaithersburg, MD, USA, 1996.
218. Yan, Z. CFD and experimental studies of room fire growth on wall lining materials / Z. Yan, G. Holmstedt // Fire Safety Journal. – 1996. – Vol. 27. – № 3. – P. 201-238.
219. Yan, Z. CFD Simulation of Upward Flame Spread Over Fuel Surface / Z. Yan, G. Holmstedt // Fire Safety Science. – Proceedings of the Fifth International Symposium, IAFSS. – 1997. – P. 345-356.
220. Yang, P. Experimental study and numerical simulation for a storehouse fire accident / P. Yang, X. Tan, W. Xin // Building and Environment. – 2011. – Vol. 46. – № 7. – P. 1445-1459.
221. Yu, H.-Z. Transient Plume Influence in Measurement of Convective Heat Release Rates of Fast-Growing Fires Using a Large-Scale Fire Products Collector / H.-Z. Yu // Journal of Heat Transfer. – 1990. – Vol. 112. – P. 186-191.
222. Yu, H.-Z. The Transient Ceiling Flows of Growing Rack Storage Fires / H.-Z. Yu, P. Stavrianidis // Fire Safety Science – Proceedings of the Third International Symposium, IAFSS. – 1991. – P. 281-290.
223. Computational analysis of pyrolysis and flame spread for MDF panels placed in a corner configuration / D. Zeinali, G. Agarwal, A. Gupta [et al.] // Proceedings of the Eighth International Seminar on Fire and Explosion Hazards, 25-28 April 2016. – P. 1 – 10.
224. Experimental study of corner fires—Part I: Inert panel tests / D. Zeinali, S. Verstockt, T. Beji [et al.] // Combustion and Flame. – 2018. – Vol. 189. – P. 472-490.

225. Experimental study of corner fires—Part II: Flame spread over MDF panels / D. Zeinali, S. Verstockt, T. Beiji [et al.]// Combustion and Flame. – 2018. – Vol. 189. – P. 491-505.
226. Study of the importance of non-uniform mass density in numerical simulations of fire spread over MDF panels in a corner configuration / D. Zeinali, G. Agarwal, A. Gupta [et al.] // Combustion and Flame. – 2019. – Vol. 200. – P. 303-315.
227. Zhang, J. Effect of Radiation Models on CFD Simulations of Upward Flame Spread / J. Zhang, S. Dembele, J. Karwatzki, J.X. Wen // Fire Safety Science. – Proceedings of the Eight International Symposium, IAFSS. – 2005. – P. 421-432.
228. Zhou, L. Flame Spread in an Opposed Turbulent Flow / L. Zhou, A.C. Fernandez-Pello // Combustion and Flame. – 1990. – Vol. 81. – № 1. – P. 40-49.
229. Zhou, L. Concurrent turbulent flame spread / L. Zhou, A.C. Fernandez-Pello // Symposium (International) on Combustion. – The Combustion Institute. – 1990. – Vol. 1. – P. 1709-1714.
230. The numerical and experimental analysis of upward flame spread over the flat surface and the wavy surface / X. Zhu, Y. Jiang, Z. Wang [et al.] // Journal of Hazardous Materials. – 2019. – Vol. 368. – P. 644-652.

Программное обеспечение

231. FireFOAM [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://github.com/fireFoam-dev> (дата обращения 25.10.2020), свободный. – Загл. с экрана.
232. FDS [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://github.com/firemodels/fds> (дата обращения 25.10.2020), свободный. – Загл. с экрана.

Приложения

П1. Тепловая теория воспламенения твёрдых горючих материалов

Тепловая теория воспламенения твёрдых горючих материалов предполагает, что воспламенение происходит в момент достижения определённого значения температуры (температуры воспламенения, T_{ign}) на нагреваемой поверхности, причём до момента воспламенения скорость термического разложения пренебрежимо мала. Благодаря такому допущению задача об определении времени задержки воспламенения сводится к задаче об инертном нагреве слоя горючего материала до температуры воспламенения:

$$\rho_s c_s \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_s \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (136)$$

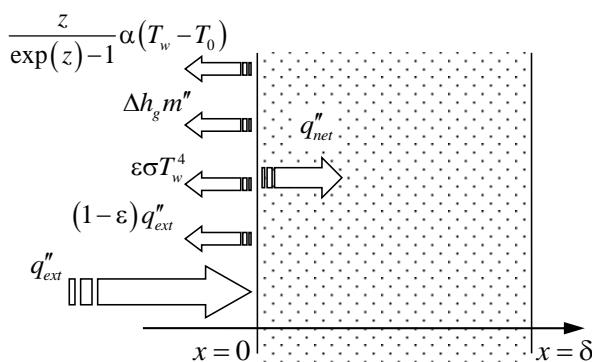


Рис. 87. Тепловой баланс на нагреваемой поверхности

Границные условия с учетом теплового баланса на поверхности материала (Рис. 87) имеют вид:

$$x=0, \quad -\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} = q''_{net}, \quad (137)$$

$$x=\delta, \quad -\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad (138)$$

где q''_{net} определяется выражением (139),

$$q''_{net} = \varepsilon q''_{ext} - \varepsilon \sigma T_{ign}^4 - \alpha (T_{ign} - T_0), \quad (139)$$

а обратная сторона материала теплоизолирована⁴².

⁴² В работе [190] дополнительно учитывается поглощение тепла при газификации твёрдого материала и влияние вдува на коэффициент теплоотдачи.

Начальная температура слоя материала имеет однородный профиль и равна температуре окружающей среды T_0 . Свойства материала, λ_s , c_s , и ρ_s , полагаются постоянными.

В пределе термически толстого слоя граничное условие на задней поверхности и толщина образца не влияют на решение. В термически тонком пределе распределение температуры квазистационарно и зависит от граничного условия на задней поверхности и толщины образца. В частности, если задняя поверхность теплоизолирована, то выполняется условие (138), а профиль температуры является однородным, $T \approx T_w$. В этом случае уравнение теплопроводности (136) принимает вид

$$c_s \rho_s \delta \frac{dT_w}{dt} = q''_{net}. \quad (140)$$

При постоянном значении результирующего теплового потока q''_{net} аналитическое решение рассматриваемой задачи в термически толстом слое приводит к следующему выражению для температуры поверхности:

$$T_w = T_0 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{q''_{net}}{\lambda_s} \sqrt{a_s t}. \quad (141)$$

Если определить толщину прогретого слоя в соответствии с равенством

$$q''_{net}(t) = \lambda_s \frac{T_w - T_0}{\delta_T(t)}, \quad (142)$$

то из (141) получим следующую зависимость толщины прогретого слоя от времени:

$$\delta_T = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{a_s t}. \quad (143)$$

Равенство (141) строго выполняется на малых временах, когда $\delta_T \ll \delta$. Если толщина слоя δ конечна, то при достаточно большом времени задержки воспламенения профиль температуры в слое становится квазистационарным, что соответствует термически тонкому пределу. В соответствии с уравнением (140), если $q''_{net} = \text{const}$, то температура слоя линейно растёт с течением времени. Начальное условие для уравнения (140) должно быть задано для момента времени, в который происходит переход к квазистационарному состоянию поля температуры. Момент перехода можно определить как момент времени, в который скорости роста температуры, определяемые уравнениями (141) и (140), становятся одинаковыми. Тогда приближённое аналитическое решение для температуры поверхности слоя принимает вид:

$$\lambda_s \frac{T_w - T_0}{\delta} \frac{1}{q''_{net}} = \begin{cases} \sqrt{(4/\pi)(a_s t / \delta^2)}, & a_s t / \delta^2 < 1/\pi \text{ — термически толстый} \\ 1/\pi + a_s t / \delta^2, & a_s t / \delta^2 \geq 1/\pi \text{ — термически тонкий} \end{cases}. \quad (144)$$

Комбинированная зависимость безразмерной температуры поверхности $\Theta_w = (\lambda_s / \delta)(T_w - T_0) / q''_{net}$ от числа Фурье, $Fo = a_s t / \delta^2$, изображена на Рис. 88 с помощью сплошной линии.

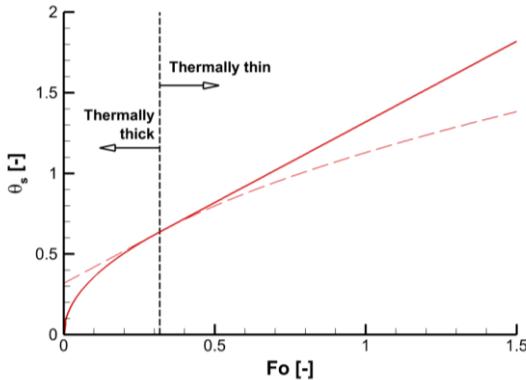


Рис. 88. Комбинированная зависимость безразмерной температуры поверхности от числа Фурье для термически тонкого и толстого слоя [190] (A. Snegirev, E. Kuznetsov, E. Markus, 2017)

В соответствии с (144) время задержки воспламенения (момент достижения температуры T_{ign} , $T_w(\tau_{ign}) = T_{ign}$) определяется выражением:

$$\tau_{ign} = \begin{cases} \frac{\pi}{4} \lambda_s c_s \rho_s \left(\frac{T_{ign} - T_0}{q''_{net}} \right)^2, & \text{термически толстый слой} \\ \delta c_s \rho_s \frac{T_{ign} - T_0}{q''_{net}} - \frac{1}{\pi} \frac{\delta^2}{a_s}, & \text{термически тонкий слой} \end{cases}. \quad (145)$$

Равенство (145) показывает, что воспламенение не происходит ($\tau_{ign} \rightarrow \infty$), если $q''_{net} \rightarrow 0$. В соответствии с (139) получаем значение критического теплового потока

$$q''_{ext,cr} = \sigma T_{ign}^4 + (\alpha/\varepsilon)(T_{ign} - T_0) \approx \sigma T_{ign}^4. \quad (146)$$

Воспламенение происходит только если $q''_{ext} > q''_{ext,cr}$.

Тепловая теория воспламенения соответствует пределу большой энергии активации реакции термического разложения горючего материала. В работе [190] показано, что учёт конечной скорости реакции термического разложения и использование критического потока летучих в качестве критерия воспламенения позволяет получить за-

висимость температуры воспламенения от внешнего теплового потока. Указанная зависимость оказывается достаточно слабой, что подтверждает допустимость применения тепловой теории для прогноза времени задержки воспламенения.

В расчётах горения после воспламенения требуется задание скорости выгорания (массового потока летучих на поверхности слоя) m'' , которая задаётся постоянной с учётом имеющихся экспериментальных данных или определяется как показано в Приложении [П2](#).

П2. Скорость газификации конденсированных горючих. Роль числа теплопереноса

В зависимости от вида горючего материала его газификация протекает как испарение жидкости при фиксированной температуре на поверхности или в результате термического разложения в объёме слоя. В первом случае стационарная скорость испарения определяется диффузией тепла и пара в газе (см., например, [28]). Несмотря на существенные отличия термического разложения твёрдых материалов от испарения жидкостей, при описании горения твёрдых материалов также полагают, что массовый поток летучих на поверхности определяется их диффузией в потоке газа. Такое допущение обоснованно, если энергия активации термического разложения достаточно велика, чтобы реакция была локализована вблизи нагреваемой поверхности, температура которой оказывается слабо зависящей от внешнего теплового потока. В этом случае существуют приближённые аналитические решения для массового потока летучих на поверхности, в том числе с учётом движения газа.

Начало применению данного подхода для оценки скорости газификации горючих жидкостей и твёрдых горючих материалов было положено в работах [194] (D.B. Spalding, 1953) и [68] (H.W. Emmons, 1956). Ламинарное движение газа у поверхности рассмотрено в работе [68] (H.W. Emmons, 1956) с помощью классических автомодельных уравнений Блазиуса для ламинарного пограничного слоя. При этом дополнительно учтено, что на поверхности имеет место вдув летучих с расходом $m''(x)$, а в пограничном слое формируется ламинарное диффузионное пламя. В случае одинаковых коэффициентов диффузии, подобия полей температуры и концентрации, а также при бесконечной скорости реакции задача имеет аналитическое решение [88, с. 352], [113]:

$$m'' = \frac{\lambda}{c_p} \frac{-f(0, B_T)}{\sqrt{2}} \frac{\text{Re}_x^{1/2}}{x} \approx \frac{\lambda}{c_p} \frac{\ln(1 + B_T)}{2.6 B_T^{0.15}} \frac{\text{Re}_x^{1/2}}{x} \sim \sqrt{x}. \quad (147)$$

Это эквивалентно классическому равенству $m'' = ((\lambda/\delta_x)/c_p) \ln(1 + B_T)$, если для толщины пограничного слоя принять $\delta_x = 2.6 B_T^{0.15} x / \text{Re}_x^{1/2} \sim \sqrt{x}$. Таким образом, для локальной и средней скорости газификации выполняются соотношения $m''(x) \sim \text{Re}_x^{-1/2}$ и $m'' \sim \text{Re}^{-1/2}$, причём коэффициенты пропорциональности зависят от числа массообмена (числа Спелдинга). В условиях ламинарной и турбулентной естественной конвекции имеют место зависимости $m'' \sim \text{Gr}^{-1/4}$ и $m'' \sim \text{Gr}^{-1/3}$ [88, p. 352].

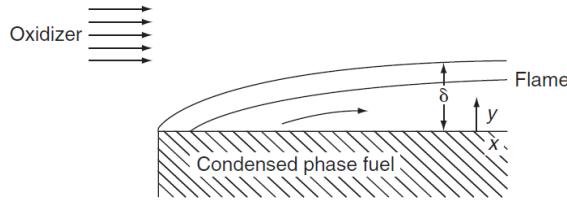


Рис. 89. Диффузионное пламя в ламинарном пограничном слое на пластине [88]

Позднее данный подход применялся для определения скорости выгорания не только жидких, но и твёрдых горючих материалов, которая выражается через число теплопереноса⁴³ [184, 38, 39, 153, 200, 170, 171] [63] и др. Таким образом, для заданного режима течения массовый поток летучих и, следовательно, мощность тепловыделения при их сгорании зависят от числа массопереноса. В связи с этим число массопереноса рассматривается как индикатор горючести материала и его способности к распространению пламени по поверхности. При этом число массопереноса полагается равным числу теплопереноса B_T (даже в тех случаях, когда оно по-прежнему называется числом массопереноса).

Наиболее общее определение числа теплопереноса при наличии диффузионного пламени имеет вид

$$B_T = \frac{c_p (T_f - T_0)}{\Delta h_g + (q''_{in} + \varepsilon \sigma T_{ign}^4 - q''_{f,r})/m''}, \quad (148)$$

где $T_f = T_{ign} + (1 - f_r) \Delta h_{c,O_2} Y_{O_2,0} / c_p$ – температура пламени, f_r – доля излучённой энергии, $\Delta h_{c,O_2} = 13 \text{ МДж/кг}$ – теплота сгорания летучих при расходовании 1 кг кислорода, $Y_{O_2,0}$ – массовая доля кислорода в потоке воздуха, T_{ign} – температура поверхности в зоне

⁴³ Напомним, что температура поверхности материала должна быть известна. В тепловой теории она полагается равной температуре воспламенения T_{ign} .

пиролиза, Δh_g – теплота газификации, q''_{in} – тепловой поток, направленный вглубь слоя материала, $q''_{f,r}$ – радиационный тепловой поток, поступающий в слой материала из пламени, m'' – массовый поток летучих. Значение $q''_{f,r}$ зависит от температуры пламени (и, следовательно, от лучистых теплопотерь из пламени) и от положения на поверхности.

Полезность числа теплопереноса для построения аналитических моделей заключается в том, что если оно известно, то скорость выгорания материала можно оценить, используя классическую формулу,

$$m'' = \frac{\alpha}{c_p} \ln(1 + B_T) \quad (149)$$

где α – коэффициент конвективной теплоотдачи на поверхности, для которого используются надлежащие эмпирические корреляции в зависимости от режима течения. Отметим, что равенства (148) и (149) выражают баланс тепла на поверхности:

$$\underbrace{\Delta h_g(T_{ign})m'' + q''_{in}}_{q''_{net}} = \underbrace{\frac{z}{\exp(z)-1} \frac{\alpha}{c_p} ((1-f_r)\Delta h_{c,O_2} Y_{O_2,0} - c_p(T_{ign}-T_0))}_{q''_{conv}} + \underbrace{q''_{f,r} - \varepsilon \sigma T_s^4}_{q''_{rad}}, \quad (150)$$

где $z = m'' c_p / \alpha$, и $z / (\exp(z) - 1) = \ln(1 + B_T) / B_T$ – параметр вдува [28]. В ламинарном пограничном слое предполагается подобие процессов переноса тепла, массы и импульса:

$$\frac{\alpha}{c_p} \approx \frac{m''}{\ln(1 + B_T)} \approx \frac{\tau_w}{V_g}. \quad (151)$$

С учётом (151) конвективный тепловой поток на поверхности слоя выражается через массовый поток летучих, как это делается, например, в работах [200, 170, 171] и др. В работе [185] (A.V. Singh, M.J. Gollner, 2015), наоборот, данная гипотеза используется для того, чтобы по измеренному приповерхностному градиенту температуры оценить массовый поток летучих. Данный подход полностью исключает рассмотрение химических реакций термического разложения в слое горючего материала. Практическая применимость данного подхода обусловлена наличием информации о числе теплопереноса для данного горючего материала. Однако, как показано ниже, число теплопереноса не является константой и сильно зависит от вертикальной координаты на поверхности слоя, что приводит к необходимости его осреднения по высоте.

Равенство (149) иногда применяется с учётом малости числа теплопереноса: $\ln(1 + B_T) \approx B_T$. В этом случае для скорости выгорания получим (с учётом $\alpha = \lambda / \delta_x$)

$$m'' \approx \frac{\lambda/\delta_x}{c_p} B_T \approx \frac{\lambda/\delta_x}{c_p} \frac{c_p (T_f - T_{ign})}{\Delta h_g},$$

что эквивалентно равенству $\Delta h_g m'' \approx \lambda (T_f - T_{ign}) / \delta_x$ (расход тепла на газификацию определяется теплопроводностью из пламени к поверхности зоны пиролиза).

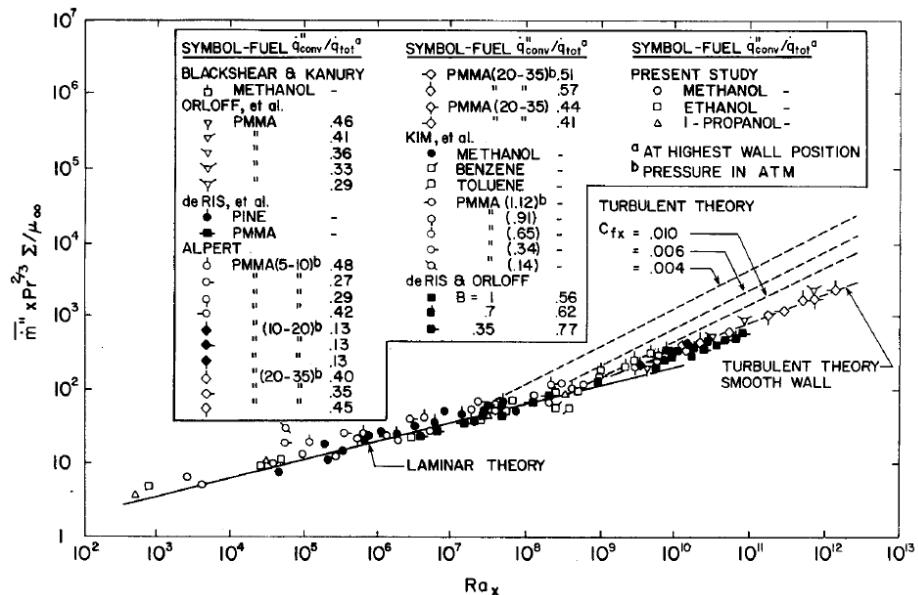


Рис. 90. Зависимость скорости выгорания жидкого горючего от числа Релея [35] (T. Ahmad, G.M. Faeth, 1979)

Экспериментальная апробация такой концепции для горения вблизи вертикальной поверхности выполнена в работе [35] (T. Ahmad, G.M. Faeth, 1979), где одновременно измерялись скорость выгорания и температура поверхности, что позволило вычислить число теплопереноса и продемонстрировать применимость равенства (149). Экспериментальные данные обобщены на Рис. 90 в виде зависимости безразмерной скорости выгорания от числа Релея. Приведённая зависимость охватывает как ламинарный, так и турбулентный режим пристенного течения, причём для каждого из режимов результаты измерений согласуются с соответствующими аналитическими зависимостями. Следует отметить, что в экспериментах использованы как жидкие горючие (пропитка пористых фитилей), так и твёрдый горючий материал (ПММА), что указывает на применимость формулы (149) к обоим классам веществ.

Для практического применения формулы (149) в расчёте скорости выгорания твёрдых горючих материалов требуются данные о числах теплопереноса для каждого материала. Методика определения числа теплопереноса, использованная в работах [200, 170, 171] и др. использует результаты измерений расстояния между поверхностью

и ламинарным пламенем на разных расстояниях от передней кромки пластины. Автомодельное решение для ламинарного пограничного слоя на пластине позволяет определить расстояние $y_f(x)$ между поверхностью и пламенем в зависимости от расстояния от края пластины. Поскольку указанное расстояние зависит от числа теплопереноса B_T , это позволяет определить число теплопереноса, если расстояние $y_f(x)$ измерено в эксперименте.

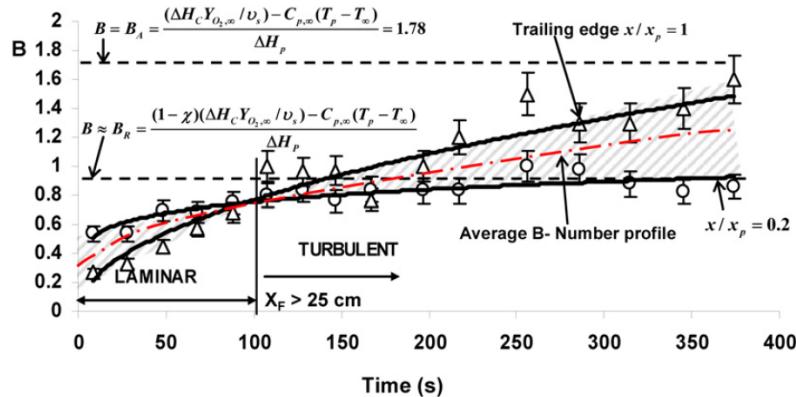


Рис. 91. Распределение числа теплопереноса по высоте пластины ПММА, охваченной пламенем (высота 50 см, ширина 5 см, толщина 1.5 см) [171] (A.S. Rangwala, S.G. Buckley, J.L. Torero, 2008)

В качестве примера использования данного подхода приведём работу [200] (J.L. Torero et al., 2002), в которой число теплопереноса определено в зависимости от расстояния до кромки пластины ПММА, обдуваемой газовым потоком. В работе [170] (A.S. Rangwala, S.G. Buckley, J.L. Torero, 2007) рассмотрено влияние краевых эффектов при горении образцов разной ширины (ПММА, длина 0.5 м, ширина 0.025-0.15 м, толщина 0.025 м). В работе [171] (Rangwala A.S., Buckley S.G., Torero J.L., 2008) учтено, что значение числа теплопереноса изменяется с течением времени и зависит от положения на поверхности (измеренная зависимость числа теплопереноса от времени и расстояния до передней кромки пластины показана на Рис. 91).

П3. Запуск FDS на многопроцессорном кластере

Fire Dynamics Simulator – свободно распространяемое программное обеспечение с открытым исходным кодом, написанным на языке программирования Fortran 90. Учи-

тывая, что выполнение расчетов с использованием методов вычислительной гидродинамики требует большого объема вычислительных ресурсов, FDS поддерживает использование многопроцессорных вычислений на основе технологий MPI и OpenMP.

Данная работа была выполнена с использованием вычислительных ресурсов СКЦ «Политехнический», а именно вычислительной системы «Политехник - РСК Торнадо»⁴⁴. Для выполнения расчетов доступны узлы, каждый из которых содержит 56 ядер (2 x Intel Xeon CPU E5-2697 v3 @ 2.60 GHz, 64G RAM), из них 28 физических и 28 виртуальных. Узлы кластера объединяются сетью InfiniBand FDR (56 Гбит/с); топология сети – толстое дерево. На всех узлах доступна параллельная файловая система Lustre объемом около 1 ПБ.

В данном приложении приводятся основные рекомендации по установке, компиляции и запуску FDS с использованием многопроцессорных систем. Показаны команды для операционных систем семейства Linux, так как именно они обычно используются для управления кластерами.

П3.1. Установка и запуск FDS

Все исполняемые файлы, исходный код и документация к FDS доступны на официальном сайте: <https://pages.nist.gov/fds-smv/>

Стандартную версию FDS можно установить с использованием заранее скомпилированных исполняемых файлов (*pre-compiled executables*). Рекомендуем всегда использовать актуальную версию.

Для запуска FDS в фоновом режиме на кластере обычно используют программные пакеты, например, SLURM. Это позволяет организовать очередь задач в зависимости от запрашиваемых ресурсов. Пример параметров для slurm-файла для запуска FDS с расшифровкой команд приведен в Табл. 6.

Для запуска FDS с параметрами, указанными в slurm-файле используется команда: *sbatch file_name.slurm*.

⁴⁴ <http://scc.spbstu.ru/index.php/resources/polytechnik-rsk-tornado>

Табл. 6. Структура slurm-файла для запуска FDS в фоновом режиме на кластере

Строка SLURM-файла	Расшифровка
<code>#!/bin/sh</code>	
<code># -N num - number of compute nodes</code>	Число запрашиваемых узлов
<code>#SBATCH -N 2</code>	
<code># number of mpi processes per node</code>	Число MPI процессов на 1 узел
<code>#SBATCH --ntasks-per-node=29</code>	
<code># number of cores per mpi process</code>	Число ядер на 1 MPI процесс
<code>#SBATCH --cpus-per-task=1</code>	
<code># job name</code>	Название задачи для отображения в очереди
<code>#SBATCH -J Jobname</code>	
<code># timelimit</code>	Запрашиваемое время выполнения задачи в формате дни-часы-минуты
<code>#SBATCH -t dd-hh-mm</code>	
<code>#set environment for fds</code>	
<code>module load fds/6.7.0</code>	Настройка окружения
<code>export OMP_NUM_THREADS=\$SLURM_CPUS_PER_TASK</code>	
<code>#run fds</code>	
<code>mpiexec.hydra fds file_name.fds</code>	Команда на запуск

П3.2. Внесение изменений в код и его компиляция

Для внесения изменений в код и последующей компиляции необходимо разместить файлы с исходным кодом в рабочей директории. Это можно выполнить прямым копированием с официального сайта, однако, удобнее использовать систему контроля версий git, рекомендации по работе с которой приведены на сайте FDS <https://github.com/firemodels/fds/wiki>.

Исходный код FDS разделен на модули. Например, модуль fire.f90 реализует процедуры, связанные с расчетом газофазного горения, а wall.f90 – с теплопередачей в слое жидкого или твердого материала. Полный список модулей приведен в [147].

После внесения изменений в код нужно настроить окружение (т.е. выбрать версию и вариант компилятора). Разработчики FDS реализовали возможность использования различных компиляторов, в том числе открытых (например, GNU). Компилятор GNU часто прерывает компиляцию из-за ошибок интерпретирования кода, а скомпилированная им версия FDS не всегда работает корректно. Опыт показывает, что наиболее стабильно работает компилятор Intel MPI версии 2019 для операционной системы Linux 64. Список команд для компиляции FDS на СКЦ с расшифровкой приведен в Табл. 7.

При запуске собственной версии FDS на СКЦ в SLURM- файл необходимо внести соответствующие изменения (Табл. 8).

Табл. 7. Команды для компиляции FDS на кластере

Команда	Расшифровка
<code>module load mpi/impi/2019.4.243</code>	Загрузка модуля с компилятором Intel MPI версии 2019 г.
<code>cd firemodels/fds/Build/impi_intel_linux_64</code>	Путь к make-файлу для компилятора Intel MPI для системы linux 64
<code>./make_fds.sh</code>	Команда для компиляции

Табл. 8. Запуск FDS после самостоятельной компиляции

Команда	Расшифровка
<code>#set environment for fds</code>	
<code>export OMPI_MCA_btl_openib_allow_ib=1</code>	
<code>export OMPI_MCA_btl_openib_if_include="mlx5_0:1"</code>	Настройка окружения
<code>module load mpi/impi/2019.4.243</code>	
<code>export OMP_NUM_THREADS=\$SLURM_CPUS_PER_TASK</code>	
<code>#run fds</code>	Команда на запуск с указанием расположения исполняемого файла
<code>mpiexec --bind-to none ~/firemodels/fds/Build/impi_intel_linux_64/executable_filename filename.fds</code>	

П4. Эффективность параллелизации расчетов с помощью FDS

Цель данной части работы – исследование эффективности технологий многопроцессорных вычислений при выполнении расчетов с использованием FDS.

Для параллельных вычислений с использованием FDS можно использовать технологии MPI и OpenMP (совместно или по-отдельности). Технология MPI позволяет разделить задачу на части и выполнять расчет каждой из них в рамках отдельного процесса. Деление на процессы по MPI в FDS требует явного разбиения расчетной области на отдельные блоки. Обычно разбиение расчетной области выполняют так, чтобы одному ядру соответствовал один MPI-процесс. Если расчетная область разбита на блоки неодинаковых размеров, то их группируют так, чтобы сбалансировать объемы вычислений, приходящихся на каждое ядро. Технология OpenMP позволяет разделить каждый процесс на отдельные потоки без разбиения расчетной области.

Опыт данной работы показал, что при запуске расчетов на СКЦ «Политехнический» максимальный размер блока расчетной области, который можно назначить для

одного MPI-процесса составляет около 300 тысяч ячеек расчетной области. Превышение этого лимита приводит к появлению ошибки “Segmentation fault”. Например, задачу с расчетной сеткой с общим числом ячеек 400 тысяч необходимо разделить минимум на 2 MPI-процесса. Решить эту проблему без угрозы нарушения работы другого ПО, установленного на СКЦ, не удалось. Поэтому все расчеты, представленные в данной работе, выполнены с учетом этого ограничения.

Эффективность параллельных вычислений проверена для сценария, в котором рассматривается естественно-конвективное турбулентное диффузионное пламя горизонтальной газовой горелки с заданным расходом горючего (см. раздел [3.1.1](#) данной диссертации). Выполнено несколько тестов для проверки эффективности технологий MPI и OpenMP вместе и по-отдельности. В каждом случае выполнено фиксированное число шагов по времени.

П4.1. Эффективность технологии MPI

Расчетная область с общим числом ячеек 1 792 000 была разбита на N частей, каждая часть отдана на исполнениециальному процессу (см. Табл. 9). Число OpenMP-потоков для каждого MPI-процесса установлено равным 1.

Табл. 9. Параметры расчетов для проверки эффективности MPI

Кол-во блоков расчетной области (n)	Число ячеек на один блок сетки	Число узлов	Число задействованных ядер на 1 узле: физ./вирт.	Общее число задействованных ядер: физ./вирт.
7	80x80x40 = 256000	1	7/0	7/0
14	40x80x40 = 128000	1	14/0	14/0
28	40x40x40 = 64000	1	28/0	28/0
56	20x40x40 = 32000	2; 1	28/0; 28/28	56/0; 28/28
112	20x20x40 = 16000	4; 2	28/0; 28/28	112/0; 56/56
224	20x20x20 = 8000	8; 4	28/0; 28/28	224/0; 112/112

На Рис. 92 показано относительное ускорение расчета при увеличении количества MPI процессов с 7 до 224 при использовании только физических ядер. Красная линия показывает относительное уменьшение общего физического времени расчета, а остальные – относительное уменьшение времени, затраченного на выполнение каждого модуля программы: $T = t_N^i / t_7^{total}$, где t_N^i – время выполнения расчета i -го блока

программы с использованием N MPI-процессов, t_7^{total} – общее время выполнения расчета с использованием 7 MPI-процессов⁴⁵.

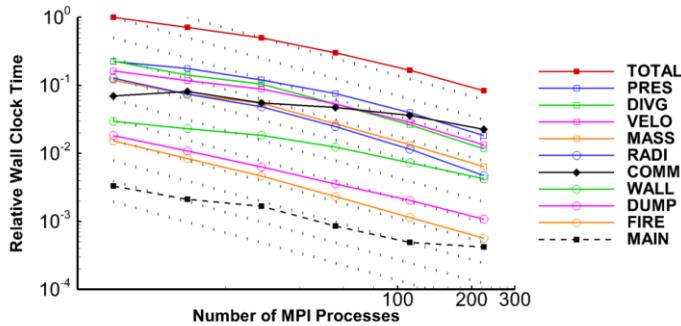


Рис. 92. Эффективность технологии MPI

Отметим, что если бы параллелизация работала идеально, то линии на графике должны были бы идти параллельно черным пунктирным линиям ($\sim 1/n$). Этого не происходит из-за расхода времени на обмен информацией между отдельными MPI-процессами. На Рис. 92 видно также, что время, затраченное на выполнение блока программы, отвечающего за обмен информацией между MPI-процессами (COMM), по порядку совпадает с основными блоками, непосредственно осуществляющими расчет.

Для данной выборки ускорение расчетов можно оценить по формуле:

$$T = k \frac{7}{N},$$

где N – число MPI-процессов, 7 – минимальное число MPI-процессов для данной серии, k – коэффициент, значения которого лежат в диапазоне 1.4-2.7. Ожидаемое ускорение расчетов при увеличении MPI-процессов 1.4-2.7 раз меньше, чем в идеальном случае. Если помимо физических ядер задействовать также виртуальные, то ускорения расчета не происходит.

П4.2. Эффективность технологии OpenMP

Выполнено 2 серии расчетов для той же расчетной области для расчетных сеток с общим числом ячеек 32000 и 256000 (без разбиений). Число OpenMP-потоков последовательно увеличивалось от 1 до 56. Количество MPI-процессов равно 1.

На Рис. 93 показано относительное ускорение расчета $T = t_N^{total} / t_1^{total}$, где t_N^{total} – общее время выполнения расчета с использованием n OpenMP-потоков, t_1^{total} – общее

⁴⁵ Минимально возможное число MPI-процессов для сетки с числом ячеек 1 792 000.

время выполнения расчета с использованием одного OpenMP-потока.

Для сеток с малым числом ячеек использование более 2 OpenMP-потоков не позволяет ускорить расчет (Рис. 93). Максимальное ускорение для больших сеток составляет не более 65%, использование более четырёх OpenMP-потоков нецелесообразно.

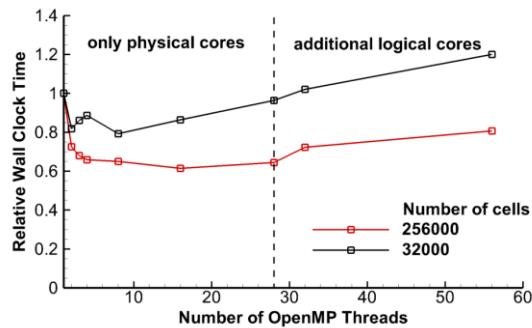


Рис. 93. Эффективность технологии OpenMP

Отметим также, что поскольку на каждом ядре кластера СКЦ «Политехнический» содержится 28 физических ядер, то при увеличении потоков сверх этого числа начинают задействоваться виртуальные ядра. Это не только не приводит к ускорению расчета, а для сеток с малым числом ячеек даже приводит к его значительному замедлению.

Табл. 10. Параметры расчетов для проверки эффективности MPI

Число узлов	Число физ. ядер	Число вирт. ядер	Кол-во MPI-процессов	Кол-во OpenMP-потоков	Относ. изм. времени расчета
1	28	0	28	1	1
			14	2	1.6
			7	4	1.8
	28	28	28	2	1.1
			14	4	1.6
			7	8	1.98

П4.3. Эффективность совместного использования технологий MPI и OpenMP

Тест выполнен для расчетной сетки с общим числом ячеек 1 792 000, которая была последовательно разбита на 7, 14 и 28 частей. Использовано 7, 14 и 28 MPI-процессов с разным числом OpenMP-потоков.

В Табл. 10 представлено относительное ускорение при одинаковом числе задействованных ядер, которые по-разному распределены между MPI и OpenMP. Видно, что снижение MPI-процессов в пользу OpenMP-потоков приводит к существенному увеличению накладных затрат и замедлению расчетов. Как и в предыдущих случаях, использование виртуальных ядер замедляет расчет.

П4.4. Время расчета при исследовании сеточной сходимости

Покажем, как увеличение числа ячеек расчетной сетки влияет на физическое время выполнения расчетов. Размеры расчетной области зафиксированы. Распределение ресурсов выполнено так, чтобы в каждом случае было задействовано одинаковое число узлов с максимальным числом MPI-процессов, запущенных с использованием только физических ядер. Параметры расчетов представлены в Табл. 11.

Табл. 11. Параметры расчетов для исследования сеточной сходимости

Число узлов	Число физ. ядер	Кол-во ячеек сетки	Кол-во ячеек на 1 блок сетки
2	56	224 000	4 000
		756 000	27 000
		1 792 000	32 000
		6 048 000	108 000
		14 336 000	256 000

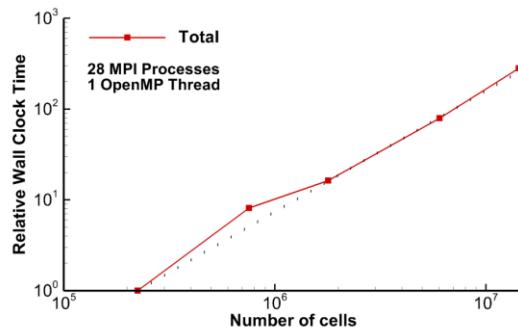


Рис. 94. Увеличение времени расчета при увеличении числа ячеек

Можно ожидать, что увеличение числа ячеек расчетной сетки по каждому направлению в n раз при сохранении размера расчетной области, замедляет расчет не в n^3 , а в n^4 раз. Это связано с тем, что при изменении количества ячеек изменяется также

и шаг по времени, который в FDS подбирается так, чтобы число Куранта соответствовало критерию $CFL = \delta t \|u\| / \Delta < 1$, где δt – шаг по времени, $\Delta = \sqrt[3]{\delta x \delta y \delta z}$ – характерный размер ячейки сетки.

На Рис. 94 показано, что относительное увеличение времени расчета при увеличении числа ячеек хорошо согласуется с оценкой $1/n^4$, которая изображена пунктирной линией. Так, при увеличении числа ячеек в 4 раза общее время выполнения расчета увеличивается в 281 раз.

П4.5. Выводы

Исследование эффективности параллелизации FDS с использованием вычислительных ресурсов СКЦ «Политехнический» позволяет сделать следующие выводы.

- 1) Наиболее эффективной оказывается технология MPI при использовании только физических ядер. Можно ожидать, что при увеличении числа MPI-процессов в N раз при фиксированном числе ячеек расчетной сетки время выполнения расчета уменьшится в k/N раз. В данной работе имели место значения k от 1.4 до 2.7.
- 2) Использование технологии OpenMP ускоряет расчет не более, чем на 65% вне зависимости от числа потоков. Совместное использование технологий MPI и OpenMP, а также виртуальных ядер приводит к замедлению расчета.
- 3) При фиксированном количестве задействованных MPI-процессов увеличение числа ячеек расчетной области в n раз приведет к увеличению времени расчета в n^4 раз.
- 4) Отметим также, что деление расчетной области на отдельные блоки может привести к понижению точности расчета из-за снижения порядка аппроксимации на границах блоков.

Приведенные выводы и рекомендации относятся к данному классу задач и данной архитектуре суперкомпьютера.