

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени  
М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОЦЕССОВ И ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ  
СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ВОССТАНОВЛЕНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ КАРТИНЫ  
ПОЛУСФЕРИЧЕСКОГО ФРОНТА ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОГО  
ПЛАМЕНИ»**

Выполнил студент

204 группы

Ельянов Артём Евгеньевич

---

подпись студента

Научный руководитель:

Знаменская Ирина Александровна

---

подпись научного руководителя

Научный консультант:

Голуб Виктор Владимирович

---

подпись научного консультанта

Допущена к защите \_\_\_\_\_

Зав.кафедрой \_\_\_\_\_

подпись зав.кафедрой

Москва

2020

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |    |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ.....                              | 3  |
| 2. ОБЗОР .....                             | 5  |
| 3. ИНФРАКРАСНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ .....         | 10 |
| 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА .....       | 20 |
| 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ .....          | 25 |
| 6. ПОСТРОЕНИЕ ТРЕХМЕРНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ..... | 30 |
| 7. КОЭФФИЦИЕНТ СКЛАДЧАТОСТИ.....           | 36 |
| ВЫВОДЫ.....                                | 40 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....                     | 41 |

## ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является продолжением исследований, представленных в бакалаврской работе «Ускорение сферического фронта пламени водородно-воздушных смесей». Проблема горения и взрыва газовых смесей не теряет своей актуальности. Данная тематика интересна с точки зрения безопасности для атомной, химической, перерабатывающей и добывающей промышленности. Этой теме уделяют внимание крупные предприятия, а также международные организации, например МАГАТЭ. С развитием средств диагностики появляются новые способы и приборы для исследования пламён. Компания LaVision ежегодно обновляет свою продукцию и разрабатывает новые методики для регистрации и диагностики пламени. Однако, процесс распространения фронта – сложное явление для экспериментального исследования. Трёхмерность фронта, высокие температуры, а также невозможность наблюдения явления в видимом диапазоне при горении бедных водородно-воздушных смесей сильно осложняют исследование фронта пламени. В связи с этим большинство экспериментов проводится в закрытых объёмах, куда зачастую трудно поместить необходимые датчики, а возможности съёмки процесса ограничиваются геометрией взрывных камер.

В данной работе предложен новый метод диагностики полусферического фронта водородно-воздушного пламени, основанный на ИК-термографии. Предложенный метод позволяет восстановить трёхмерную картину фронта пламени по полученным с инфракрасной камеры изображениям. Восстановленная трёхмерная картина позволяет получить значения площади поверхности искривлённого фронта пламени, длины волн и амплитуду возмущений фронта пламени, что, в свою очередь, позволяет проверить аналитические и численные модели распространения фронта пламени и оценить зависимость скорости движения фронта от его складчатости.

Целью данной работы является создание нового метода визуализации пламени на основе инфракрасной термографии, определение границ его применимости и расчет коэффициента складчатости с использованием этого метода.

Актуальность заключается в том, что предложенный метод может упростить экспериментальное исследование пламени, а также получить новые данные о механизмах его распространения.

Для достижения цели были проведены эксперименты по горению водородно-воздушной смеси в оболочках и визуализация процесса при помощи инфракрасной съёмки и шлирен визуализации.

## 2. ОБЗОР

Современные методы изучения пламени включают в себя все существующие подходы к исследованию физических объектов: теоретическое описание, компьютерное моделирование и эксперимент.

Теоретическое описание сферического водородно-воздушного пламени было сформулировано в современном виде еще в начале 20го века Я.Б.Зельдовичем[1]. Стоит отметить, что в данной диссертации отсутствует углубленное описание теории и формализма законов горения, так как они в достаточной мере были описаны в бакалаврской выпускной квалификационной работе. Так, продолжая рассматривать теоретическое описание фронта, Ж. Дарье [2] и Л.Д. Ландау [3] показали, что фронт пламени является неустойчивым согласно его гидродинамическим свойствам. Г.И. Баренблатт, А.Г. Истратов и Я.Б. Зельдович [4] показали, что гидродинамический механизм неустойчивости не единственный, термодиффузионный механизм неустойчивости обусловлен различием в коэффициентах переноса тепла и реагентов к фронту пламени. Сейчас термодиффузионная и гидродинамическая неустойчивости достаточно хорошо изучены с использованием двумерных изображений фронта пламени. Однако же, теория, выделяющая вклад непосредственно каждого механизма в процесс распространения пламени до сих пор не создана. Несмотря на то, что существует теоретическое описание неустойчивостей пламени разных механизмов [11] их практический вклад и экспериментальное изучение каждого остается нерешенным вопросом. В таблице 1 приведены известные формулы для описания размеров и скоростей роста неустойчивостей термодиффузионной (ТД), Дарье-Ландау (ДЛ) и Рэлея-Тейлора (РТ).

|           | ТД   | ДЛ  | РТ                                      |
|-----------|--|---|---|
| $\lambda$ | $\frac{8\pi\chi}{S_L^0 \sqrt{\frac{Ze}{2}(1 - Le) - 1}}$ | $\frac{4\pi\chi}{S_L^0} \left( 1 + \frac{\Theta + 1}{(\Theta - 1)^2} \Theta \ln \Theta \right)$ | $4\pi \sqrt[3]{\frac{v^2}{At\ddot{R}}}$ |

|          |  |   |  |
|----------|--|---|--|
| $\omega$ | $\frac{4\pi^2\chi}{\lambda^2} \left( \frac{1}{2} Ze(1 - Le) - 1 \right) \times \left( 1 - \frac{\lambda_{DT}^2}{4\lambda^2} \right)$ | $\frac{2\pi S_L^0}{\lambda} \frac{\Theta}{\Theta + 1} \times \left( \sqrt{\Theta + 1 - \frac{1}{\Theta}} - 1 \right) \times \left( 1 - \frac{\lambda_{DL}}{2\lambda} \right)$ | $\sqrt{\frac{2\pi At \ddot{R}}{\lambda_{RT}}}$ |
|----------|--|---|--|

Таблица 1  $\lambda_{TD}$ ,  $\lambda_{DL}$ ,  $\lambda_{RT}$  - размеры неоднородностей TD, ДЛ и РТ механизмов,  $\omega_{TD}$ ,  $\omega_{DL}$ ,  $\omega_{RT}$  - скорости роста этих неоднородностей соответственно,  $\chi$  - коэффициент термодиффузии,  $Ze$  - число Зельдовича,  $Le$  - число Льюиса,  $\nu$  - вязкость газовой смеси,  $At$  - число Атвуда,  $\ddot{R}$  - ускорение фронта пламени.

Численное моделирование – один из самых распространенных методов исследования пламени. Оно проводится без привлечения дорогостоящего оборудования и не требует организации опасных работ. При этом, модели, используемые в расчетных работах, усложняются для лучшего совпадения поведения фронта пламени с экспериментальными данными. Так, например, в статье [5] численная модель выявила выпуклости и морщины, обусловленные неустойчивостью фронта пламени. Результаты работ с использованием прямого численного моделирования, показывают структуры различных размеров, чаще присущих термодиффузионной неустойчивости. Данные, полученные при моделировании, совпадают с теми же, полученными при эксперименте, безусловно, с учетом стохастичности процесса

Экспериментальное изучение распространения фронта пламени часто требует его визуализации. Самой распространенной техникой визуализации фронта пламени является теневая, шпирен [6,7]. В статье [8] используется PLIF. Возможности теневой визуализации имеют ограничения по размеру, а также требовательны к освещению. Некоторые эксперименты проводятся с регистрацией фронта пламени в видимом диапазоне с использованием высокоскоростных камер. Однако водородное пламя невидимо в видимом

диапазоне излучения. Это приводит к тому, что возможность регистрации такого пламени следует искать в другом диапазоне, а именно инфракрасном. Несмотря на то, что инфракрасные камеры уже давно применяются для научных исследований и визуализации [42, 43], возможности съемки высокоскоростных процессов данная технология приобрела относительно недавно. В большинстве работ, связанных с регистрацией фронта пламени с использованием инфракрасной камеры, применяются горелки со стационарным пламенем и только в нескольких работах ИК-камеры применяются для визуализации распространения фронта пламени. Например, в работах М. Греете [9], Т. Моги [10] и [11] исследовалось водородное пламя с использованием инфракрасных камер. В этих работах представлены серии изображений облака продуктов горения с характерными структурами морщинистого пламени на границе. Различить же отдельные выпуклости не представляется возможным в связи с длительным временем экспозиции и высокой чувствительностью камер. В статьях не указаны время выдержки, разрешения и спектр работы камер.

Л. Даймлиг [12] показал результаты теневой и инфракрасной визуализации пламени водорода до 14 метров высоты. В работе Ж. Ли [13] ИК камерой визуализировали HF молекулы. П. Буле [14] получил спектральные данные горения струи метан-воздух возле стенки. К. Аллой [15] и Й. Матес [16] изучали устойчивость промышленных горелок. И. Асахи [17] показал результаты визуализации горения водородной струи в лабораторных масштабах. К сожалению, примененные методы визуализации и последующий анализ изображений не показаны в описанных выше публикациях.

Целью этой работы является построение трехмерной поверхности фронта пламени по двумерному инфракрасному изображению. Для турбулентного пламени это было сделано в статье [18] двумерной шпирен

томографией. Эта задача напрямую связана со структурой фронта пламени и динамикой его распространения.

Предпосылками к данной работе послужили многочисленные эксперименты, проведенные в лаборатории №20 ОИВТ РАН. При уменьшении времени экспозиции инфракрасной съемки фронта пламени были обнаружены структуры, не зарегистрированные ранее. Данные структуры: впадины, выпуклости и морщины – влияют на площадь поверхности пламени, а следовательно, на скорость его движения. Под впадинами и выпуклостями будем понимать непосредственно элементы неустойчивости. Морщинами же везде далее будут называться каскады впадин и выпуклостей.

Отношение площади складчатости неустойчивого пламени к площади сферы с аналогичным средним радиусом называется фактором складчатости  $E$  и является характеристикой ускорения фронта. В разных источниках этот параметр называется по-разному и используется в моделях, описывающих поведение фронта пламени [19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28]. Этот параметр является темой для обсуждения в большинстве работ, а экспериментально был посчитан лишь единожды [22]. В работе [22] рассчитывалось значение коэффициента усиления скорости пламени по предложенной формуле:

$$AF_{speed} = \frac{V_S}{V_{S,Smooth}} = \frac{V_S}{V_S^0} \left( 1 + \frac{2L_b}{r} \right), \text{ где}$$

$V_S$  – скорость ламинарного пламени,  $V_{S,Smooth}$  – скорость гладкого пламени с аналогичным средним радиусом,  $V_S^0$  – нерастаянутая скорость пламени (без учета стретч-фактора Карловица),  $L_b$  – длина Маркштейна.

Также в работе [22] был посчитан такой параметр, как коэффициент усиления поверхности -  $AF_{speed}$ , что, в свою очередь является ничем иным, как коэффициентом складчатости. В результате экспериментальных

исследований в работе [22] были получены графики зависимости коэффициента усиления скорости пламени и коэффициента складчатости от радиуса фронта пламени для различных концентраций водорода в водородно-воздушной смеси. На рисунке 1 показан такой график для 16% смеси.

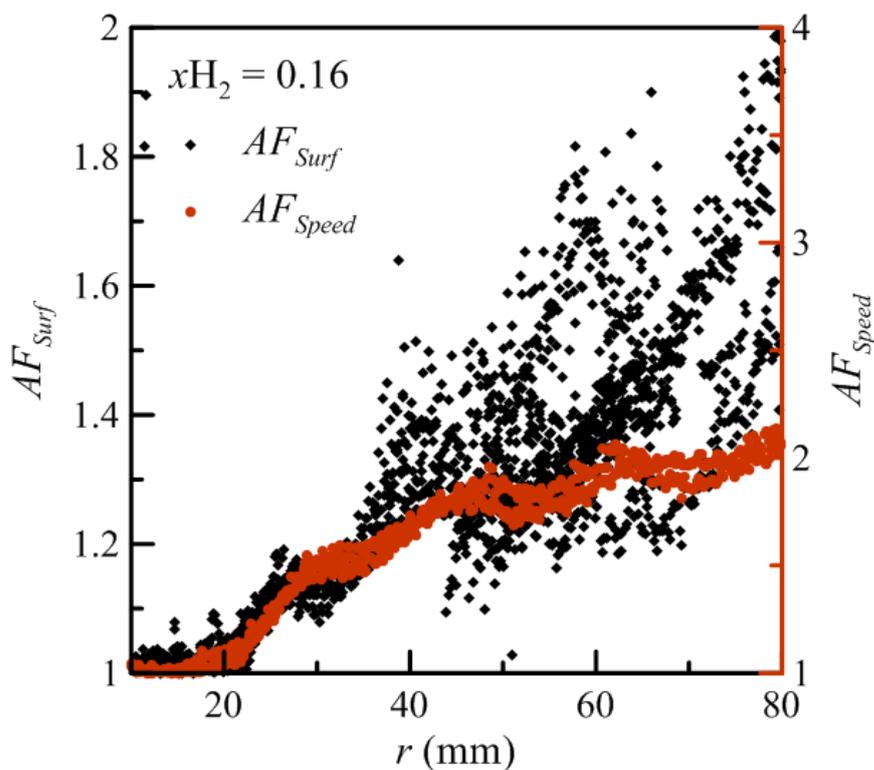


Рисунок 1 Графики зависимости коэффициента усиления скорости пламени и коэффициента складчатости от радиуса фронта пламени для смеси с 16% содержанием водорода.

На данном графике виден сильный разброс данных. Эти расхождения послужили мотивацией для изучения коэффициента складчатости и разработки более точного метода его расчета.

### 3. ИНФРАКРАСНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ

Инфракрасная визуализация, как было показано ранее, чаще всего используется для стационарных процессов горения, таких как пламя в горелке. Для исследования иных нестационарных процессов, таких как турбулентный пограничный слой жидкости [39] и ультразвуковые водные струи [40]. В этих случаях метод давно является обоснованным. В данной работе тот же метод применяется для нестационарного процесса распространения фронта пламени. Таким образом возникает необходимость обосновать применимость инфракрасной визуализации.

Инфракрасным излучением обладает любое тело с температурой отличной от абсолютного нуля. В случае распространения водородно-воздушного пламени температура продуктов сгорания на несколько порядков выше температуры несгоревшей смеси.

В данной работе условимся различать следующие понятия: фронт пламени, продукты сгорания и облако пламени. Фронт пламени по определению – зона реакции, где происходит окислений. Продукты сгорания – объем, содержащий окислившийся газ, оставшийся за фронтом пламени. Облако пламени включает в себя фронт пламени вместе с его продуктами сгорания. Важным упреждением является тот факт, что продукты сгорания неподвижны и имеют постоянную температуру, равную температуре продуктов адиабатического сгорания в течение всего времени распространения пламени. Это упрощение позволяет построить обоснование метода инфракрасной визуализации фронта пламени.

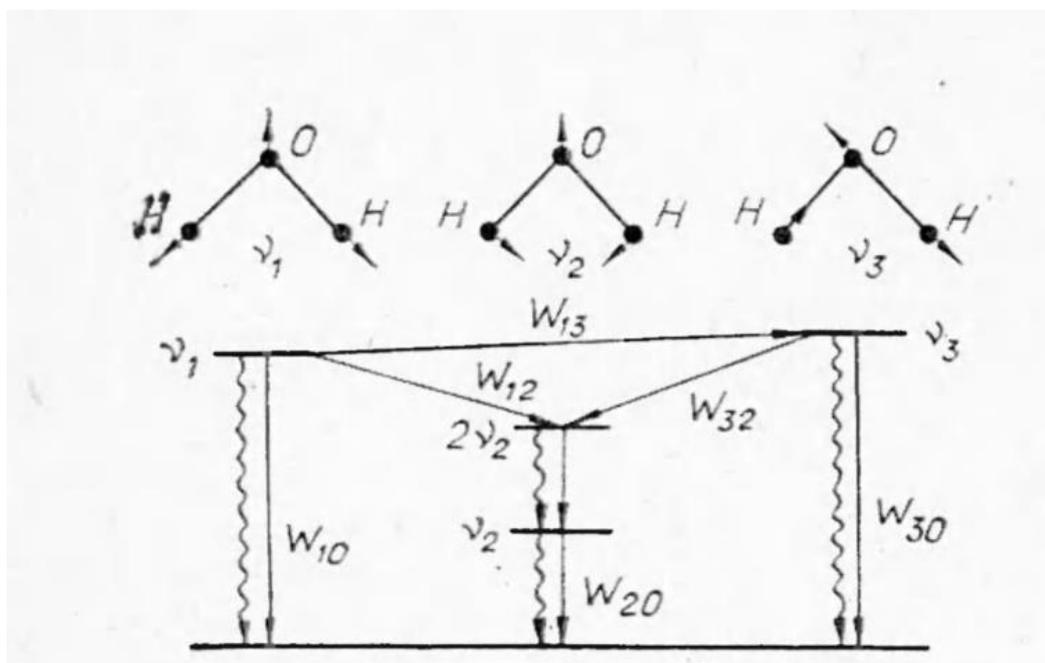


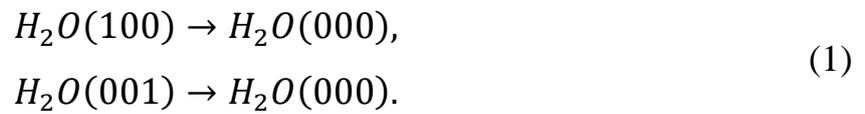
Рисунок 2 Основные типы колебаний молекулы воды

В инфракрасном спектре излучают только колеблющиеся молекулы. Молекула воды является нелинейной и имеет 3 основные частоты, соответствующие симметричному -  $\nu_1$ , деформационному -  $\nu_2$  и асимметричному -  $\nu_3$  типам колебаний (Рисунок 2.).

Переход между первыми симметричными и несимметричными уровнями  $001 \rightarrow 000$  и  $100 \rightarrow 000$  характеризуются излучением с длиной волны около 2,7 мкм [29, 30, 31, 32]. Колебательное возбуждение уровней  $001$  и  $100$  происходят в результате равновесной населенности колебательных степеней свободы. Переход  $020 \rightarrow 000$  обладает гораздо меньшей вероятностью, поэтому не учитывается. При этом обычно уровень  $020$  дезактивируется через  $010$ , что соответствует большей длине волны – 6,3 мкм. Времена жизни уровней 0,59 с, 0,12 с и 0,03 с для первого, второго и третьего уровней соответственно. Константы колебательной релаксации для этих процессов равны:  $W_{20}^{H_2O} = 3,8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $W_{12}^{H_2O} = 6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $W_{32}^{H_2O} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Константы скорости остальных переходов существенно ниже на несколько порядков. Энергообмен между колебательными уровнями молекулы  $H_2O$  в случае, когда партнерами по столкновению являются

молекулы азота, кислорода и аргона происходит в 150 раз медленнее, чем обмен колебательной энергии молекул воды между собой.

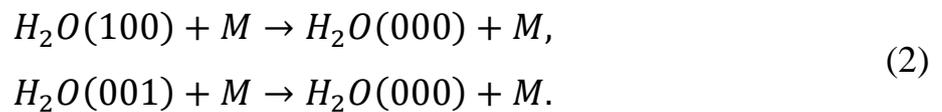
Количество фотонов, излучаемых единицей объёма газа, зависит от концентрации возбуждённых молекул воды и скорости дезактивации возбуждённых уровней. Различают два механизма дезактивации колебательно-возбуждённых молекул воды: спонтанный и столкновительный. Спонтанная дезактивация происходит без взаимодействия возбуждённой молекулы с другими частицами и характеризуется временами жизни уровней, которые приведены в таблице 2[1].



|   | $l=100$              | $l=001$              |
|---|----------------------|----------------------|
| $\lambda_l, \mu\text{m}$                      | 2.74                 | 2.66                 |
| $\tau_{ld}, \text{s}$                         | $5.9 \cdot 10^{-1}$  | $3 \cdot 10^{-2}$    |
| $\tau_{la\rho}, \text{s} \cdot \text{atm}$    | $7.6 \cdot 10^{-7}$  | $7.6 \cdot 10^{-9}$  |
| $W_{l \rightarrow 000}, \text{cm}^3/\text{s}$ | $1.5 \cdot 10^{-11}$ | $1.5 \cdot 10^{-13}$ |

Таблица 2 Значения постоянной времени поступательно-колебательной релаксации и константы скорости дезактивации.

Скорость столкновительной дезактивации зависит от концентрации молекул партнёров по соударению и соответствующих констант реакции [2].



Заселение валентных колебательных уровней происходит в процессе поступательно-колебательной релаксации. Число колебательных переходов с испусканием фотонов с длиной волны 2.7 мкм пропорционально заселенности соответствующих уровней [31]. В аппроксимированной форме это выглядит так:

$$\frac{dn_{H_2O l}}{dt} = \frac{1}{\tau_{la}} (n_{H_2O l}^e - n_{H_2O l}), \text{ где} \quad (2)$$

$n_{H_2O l}$  – концентрация молекул воды с колебательным уровнем  $l$ ,  $\tau_{la}$  – постоянная колебательных релаксаций,  $n_{H_2O l}^e$  – равновесная концентрация молекул воды с уровнем  $l$ . Равновесная концентрация возбужденных молекул определяется распределением Больцмана:

$$n_{H_2O l}^e \sim n_{H_2O l} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda_l k_B T}\right), \text{ где } \lambda_l \text{ – длина волны излучения.} \quad (3)$$

В интервале температур от 1000 до 4000 К при релаксации возбужденных молекул воды на молекулах азота, кислорода и воды значения постоянной времени релаксации не зависят от температуры, а обратно пропорциональны давлению [30, 33]. Значения констант времени трансляционной колебательной релаксации, константы спонтанной и столкновительной дезактивации, использованные в работе, представлены в таблице 2.

С учетом процессов активации и дезактивации рассматриваемых колебательных уровней молекул воды изменение концентрации колебательно-возбужденных молекул воды соответствующего уровня можно представить следующим образом:

$$\frac{dn_{H_2O l}^l}{dt} = \frac{1}{\tau_{la}} (n_{H_2O l}^{le} - n_{H_2O l}^l) - \frac{1}{\tau_{ld}} n_{H_2O l}^l - W_{l \rightarrow 000} n_{H_2O l}^l, \text{ где} \quad (4)$$

$\tau_d$  – время жизни возбужденного уровня,  $W_l$  – константа скорости дезактивации.

В случае постоянной температуры и давления нагретого газа интенсивность излучения каждого из рассматриваемых переходов асимптотически стремится к значению, определяемому составом смеси и температурой продуктов горения.

$$I_l^e = C_l n_{H_2O} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda_l k_B T}\right) \frac{1 + \tau_{ld} W_{l \rightarrow 000} n}{\tau_{ld} + \tau_{la} + \tau_{ld} \tau_{la} W_{l \rightarrow 000} n}, \quad (5)$$

где  $C_l$  – константа, связывающая частоту дезактивации и интенсивность излучения.

Поскольку при атмосферном давлении времена поступательно-колебательной релаксации и столкновительной дезактивации молекул воды значительно короче соответствующих времен жизни возбужденных состояний, уравнение (5) можно переписать в виде:

$$I_l^e = C_{I^{n_{H_2O}}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda_l k_B T}\right) \frac{W_{l \rightarrow 000}^n}{1 + \tau_{la} W_{l \rightarrow 000}^n}. \quad (6)$$

При этом 90% интенсивности достигается через:

$$t = \frac{\tau_{ld} \tau_{la} \ln 10}{\tau_{ld} + \tau_{la} + \tau_{ld} \tau_{la} W_{l \rightarrow 000}^n}. \quad (7)$$

Из уравнения 7 можно получить время, в течение которого излучение данного газового перехода достигает интенсивности близкой максимальной при заданной концентрации водяного пара и температуры. Результаты представлены в таблице 3.

|                   | 100 → 000              | 001 → 000              |
|-------------------|------------------------|------------------------|
| Горючая смесь     | $5,69 \cdot 10^{-9}$ с | $1,70 \cdot 10^{-8}$ с |
| Продукты сгорания | $2,74 \cdot 10^{-8}$ с | $1,74 \cdot 10^{-8}$ с |

Таблица 3 Время достижения максимума интенсивности излучения

Определим отношение интенсивности излучения переходов 100 → 000 и 001 → 000 в несгоревшей смеси при начальной температуре, температуре в начале и конце предпрогревного слоя и в продуктах сгорания. Согласно соотношению 6, интенсивность излучения газа зависит от температуры, концентрации водяного пара и полной концентрации газа. В качестве начального значения будем полагать излучение горючей смеси при начальной температуре. Концентрация водяного пара  $8,76 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, полная концентрация молекул газа  $2,69 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Интенсивность излучения каждого из переходов будет равна:

$$I_{lu} = C_{I^{n_{H_2O}}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda_l k_B T_u}\right) \frac{W_{l \rightarrow 000}^{n_u}}{1 + \tau_{la} W_{l \rightarrow 000}^{n_u}}, \quad \text{где} \quad (8)$$

$T_u$  – начальная температура смеси.

На «холодной» границе прогреваемого слоя пламени несгоревшая смесь остается неизменной, а температура равна  $T_{uc} = T_u + (T_b - T_u)/e$ ,  $T_b$  - температура продуктов сгорания. Интенсивность излучения каждого из переходов будет равна:

$$\frac{I_{luc}}{I_{lu}} = \left( \frac{eT_u}{(e-1)T_u + T_b} \right)^2 \exp\left( \frac{hc(T_b - T_u)}{e\lambda_l k_B T_b T_u} \right) \times \frac{(e-1)T_u + T_b(1 + \tau_{la} W_{l \rightarrow 000} n_u)}{((e(1 + \tau_{la} W_{l \rightarrow 000} n_u) - 1)T_u + T_b)} \approx 10^5 \quad (9)$$

На «горячей» границе нагревательного слоя пламени несгоревшая смесь остается неизменной, а температура равна  $T_b$ .

$$\frac{I_{luh}}{I_{lu}} = \left( \frac{T_u}{T_b} \right)^2 \exp\left( \frac{hc(T_b - T_u)}{\lambda_l k_B T_b T_u} \right) \frac{(1 + \tau_{la} W_{l \rightarrow 000} n_u)}{\left(1 + \tau_{la} W_{l \rightarrow 000} n_u \frac{T_u}{T_b}\right)} \approx 10^6 \quad (10)$$

В продуктах горения:

$$\frac{I_{lup}}{I_{lu}} = \frac{T_u}{T_b} \frac{n_{H_2Ob}^{1453}}{n_{H_2Ou}^{293}} \exp\left( \frac{hc(T_b - T_u)}{\lambda_l k_B T_b T_u} \right) \frac{T_b(1 + \tau_{la} W_{l \rightarrow 000} n_u)}{(T_b + \tau_{la} T_u W_{l \rightarrow 000} n_u)} \approx 10^9 \quad (31)$$

Излучение, фиксируемое ИК-камерой показывает наличие продуктов сгорания.

На примере использованной в работе водородно-воздушной смеси с содержанием водорода равным 15%, можно показать, что в баллоне для смешивания смеси, содержащей 6 ата горючей смеси давление водяного пара, соответствует насыщенному ( $2,3 \times 10^{-2}$  ата). Смесь в оболочке содержит 0,85 ата сухого воздуха (0,67 ата азота и 0,18 ата кислорода, 1% аргона, добавляемого к азоту в качестве инертного газа), 0,15 ата водорода и  $3,8 \times 10^{-3}$  ата воды. пара. В единицах концентрации это  $8,76 \cdot 10^{14}$  см<sup>3</sup>. В продуктах горения концентрация водяного пара составляет  $9,41 \cdot 10^{17}$  см<sup>3</sup>. Максимальная задержка роста интенсивности излучения будет в продуктах сгорания при переходе 100 → 000. Скорость ламинарного горения в смеси

15% водорода и воздуха составляет 0,34 м/с, поэтому «размытие» фронта пламени вызванная поступательно-колебательной релаксацией скорость составит  $5,9 \cdot 10^{-7}$  м.

Рассмотрим излучение элементарного объёма продуктов сгорания, попадающее в объектив камеры. Схема представлена на рисунке 3.

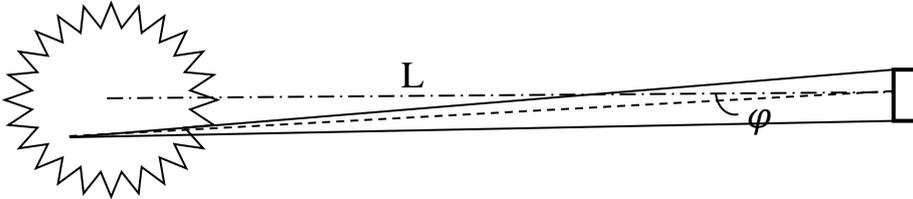


Рисунок 3 Схема визуализации.

Элементарный объём  $dV = \Delta x \Delta y dz$  излучает в исследуемом диапазоне с мощностью  $dN_i = \varepsilon_i dV$ . Предполагая, что излучение изотропно получим, что в отсутствие поглощения в объектив попадает доля излучения, пропорциональная телесному углу объектива из точки излучения:

$$dI_1 = \frac{S_l \cos \varphi}{4\pi((L - z)/\cos \varphi)^2} \varepsilon_i \Delta x \Delta y dz, \quad (12)$$

где  $L$  - расстояние от центра облака продуктов сгорания,  $\varphi$  - угол между оптической осью и направлением от центра объектива к рассматриваемой точке.

В случае  $L \gg \langle R \rangle$  можно пренебречь изменением телесного угла при изменении координат излучающей точки, тогда уравнение (12) переписется в виде:

$$dI_1(z) = \frac{S_l}{4\pi L^2} \varepsilon_i \Delta x \Delta y dz. \quad (13)$$

По пути к объективу излучение проходит через поглощающую среду с коэффициентом поглощения  $\alpha_i$ . Интенсивность снижается по закону Бугера-Ламберта-Бера:

$$d(dI_1) = -\alpha_i dI_1 dz. \quad (14)$$

Излучение распространяется в условиях поглощения с заданным коэффициентом из точки  $z$  до выхода из облака продуктов сгорания, точки  $z_{max}$ , поэтому можно записать интегралы:

$$\int_z^{z_{max}} \frac{d(dI_1)}{dI_1} = -\alpha_i \int_z^{z_{max}} dz. \quad (15)$$

Интегрируя, получим:

$$dI_1(z_{max}) = dI_1(z) \exp(-\alpha_i(z_{max} - z)). \quad (16)$$

Для получения интенсивности излучения в точке с координатами  $x$  и  $y$  нужно проинтегрировать вклад излучения элементарных объёмов по всему пути:

$$I(x, y) = \frac{S_l}{4\pi L^2} \varepsilon_i \Delta x \Delta y \int_{z_{min}}^{z_{max}} \exp(-\alpha_i(z_{max} - z)) dz. \quad (17)$$

Проинтегрировав, получим:

$$I(x, y) = \frac{S_l}{4\pi L^2} \varepsilon_i \Delta x \Delta y \exp(-\alpha_i z_{max}) \frac{\exp(\alpha_i z_{max}) - \exp(\alpha_i z_{min})}{\alpha_i}. \quad (18)$$

В случае конечно малого коэффициента поглощения  $\alpha_i$  уравнение (18) можно переписать в виде:

$$I(x, y) = \frac{S_l}{4\pi L^2} \frac{\varepsilon_i}{\alpha_i} (1 - \exp(-\alpha_i(z_{max} - z_{min}))) \Delta x \Delta y. \quad (19)$$

В случае коэффициента поглощения  $\alpha_i$  стремящегося к нулю, уравнение (18) можно переписать в виде предела:

$$\lim_{\alpha_i \rightarrow +0} I(x, y) = \frac{S_l}{4\pi L^2} \varepsilon_i (z_{max} - z_{min}). \quad (10)$$

Физический смысл уравнения (10) заключается в пропорциональности интенсивности излучения толщине излучающего слоя в отсутствие внутреннего поглощения.

После выхода из облака продуктов сгорания излучение распространяется по окружающему газу со своим содержанием паров воды и коэффициентом поглощения  $\alpha_i^f$ .

$$dI(x, y) = -\alpha_i^f I(x, y) dz. \quad (21)$$

Излучение распространяется на расстояние от  $z_{max}$  до  $L$ .

$$I_l(x, y) = I(x, y) \exp\left(-\alpha_i^f (L - z_{max})\right). \quad (22)$$

Точкам с различными координатами  $(x, y)$  соответствуют разные значения толщины излучающего слоя  $z_{max}$ , поэтому, если мы обозначим  $\exp(-\alpha_i^f L) = A$ , интенсивность излучения, приходящего в объектив камеры от каждой точки, будет равна:

$$I_l(x, y) = A \frac{S_l}{4\pi L^2} \frac{\varepsilon_i}{\alpha_i} \left(1 - \exp(-\alpha_i(z_{max} - z_{min}))\right) \Delta x \Delta y \exp(\alpha_i^f z_{max}). \quad (23)$$

В случае полусферического распространения пламени  $z_{min} = 0$ ,  $A \frac{S_l}{4\pi L^2} \frac{\varepsilon_i}{\alpha_i} \Delta x \Delta y = c_l$

$$I_l(x, y) = c_l \left(1 - \exp\left(-(\alpha_i^f - \alpha_i) z_{max}\right)\right). \quad (244)$$

Из уравнения (244) можно получить значение  $z_{max}$  в каждой точке с координатами  $(x, y)$ :

$$z_{max} = \frac{1}{\alpha_i^f - \alpha_i} \ln\left(1 - \frac{I_l(x, y)}{c_l}\right). \quad (25)$$

Таким образом, основные положения данного обоснования заключаются в следующем:

предположив температуру в облаке продуктов сгорания постоянной, а фронт пламени глобально полусферическим, можно восстановить трехмерную поверхность фронта пламени на определённом участке;

в исследуемых горючих смесях интенсивность излучения продуктов сгорания превышает интенсивность излучения горючей смеси в экспериментальных условиях на 3 порядка и более;

погрешность определения границ облака продуктов сгорания, связанная с задержкой поступательно-колебательной релаксации на 3 порядка меньше толщины фронта пламени;

видеозапись в ИК-диапазоне с длиной волны 2,7 мкм позволяет регистрировать пространственное положение облака продуктов сгорания водородно-воздушных смесей с точностью, ограниченной размером элемента матрицы камеры.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальные исследования фронта пламени, с использованием инфракрасной камеры поставили ряд сложных вопросов. Для проведения точного эксперимента потребовалось создание нескольких экспериментальных стендов. Сперва для получения инфракрасных изображений полусферического фронта водородно-воздушного пламени в лаборатории №20 ОИВТ РАН была собрана первая экспериментальная установка (Рисунок 4). Она состояла из латексной оболочки (1), закрепленной на плексигласовой пластине (2). Плексиглас является непрозрачным в исследуемом инфракрасном диапазоне. Внутри оболочки располагались газовый штуцер (4), подключенный к баллону с заранее созданной водородно-воздушной смесью (3), и искровой разрядник (5) с источником питания (6). Съемка велась инфракрасной камерой (7) на расстоянии не менее 3х метров. Все это позволило получить изображения фронта пламени (8).

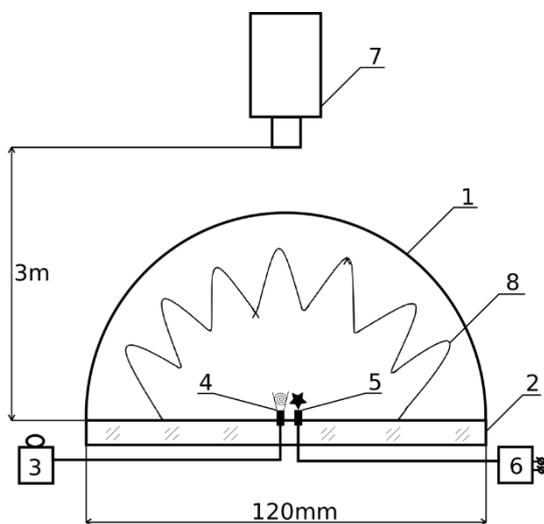


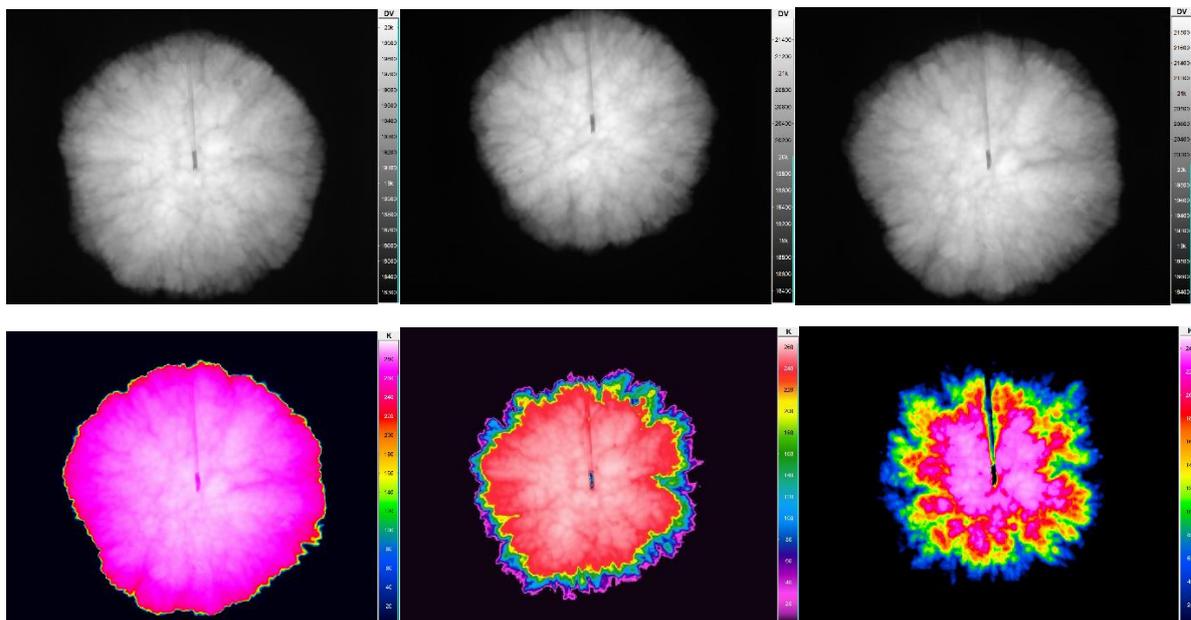
Рисунок 4 Экспериментальный стенд первой конфигурации 1-латексная оболочка, 2-плексигласовая пластина, 3- баллон с водородно-воздушной смесью, 4-газовый штуцер, 5 -искровой разрядник, 6-источник питания, 7-инфракрасная камера, 8-фронт пламени

В данной конфигурации экспериментальной установки время экспозиции и скорость съемки задавались вручную в настройках камеры. Синхронизации

между инициированием пламени и началом съемки не осуществлялось. Вместо этого зажигание искры производилось после того, как камера начинала вести запись.

В экспериментах использовалась водородно-воздушная смесь с содержанием водорода равным 15%. Смесь создавалась на стенде, описанном в бакалаврской работе. Полученная смесь выдерживалась в баллоне не менее суток.

Скорость съемки составляла 300 кадров в секунду. В результате съемки полусферического пламени в такой конфигурации экспериментального стенда были получены инфракрасные изображения фронта пламени, снятые с разной экспозицией. Инфракрасная камера производит съемку в диапазоне длин волн от 2,0 до 5,7 мкм. Размер инфракрасного детектора составляет  $640 \times 512$ . Программное обеспечение инфракрасной камеры позволяет производить интерпретацию изображений как в величинах интенсивностей, так и в температурном диапазоне. На рисунке 5 показаны изображения при съемке с экспозицией в 10 мкс, 5 мкс и 3 мкс слева направо соответственно. В первом ряду исходные изображения отображены в черно-белой палитре. Изображения второго и третьего рядов в цветной палитре и интерпретированы в единицах кельвин (диапазон от 0К до 300К) и милликельвин (диапазон от 1000мК до 1080мК) соответственно.



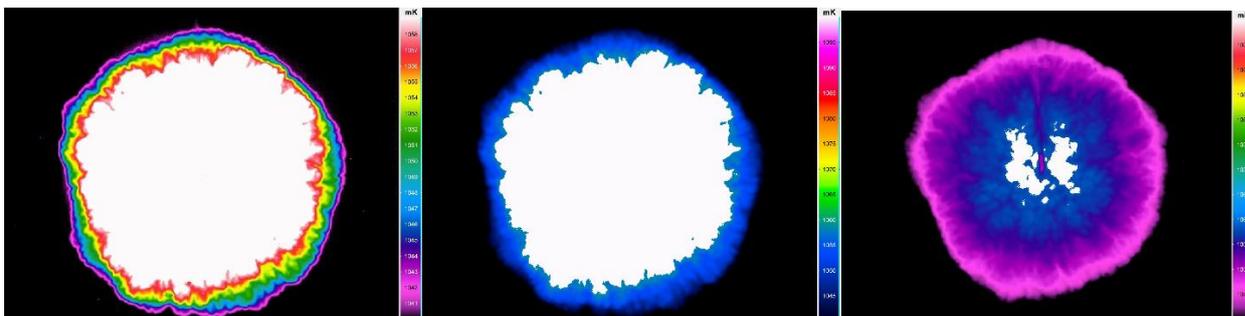


Рисунок 5 Инфракрасные изображения фронта пламени в различных интерпретациях

Исходя из данных изображений оптимальным временем экспозиции было выбрано 5 мкс. Изображения позволяли различить мелкие структуры на фронте пламени.

Для восстановления трехмерной картины и ее сравнения с шликер изображениями необходимо было получить серию одновременных снимков с инфракрасной и обычной камеры с одинаковой скоростью съемки. Для этого описанная выше установка была модернизирована (Рисунок 6). В эксперименте было важно провести одновременную съемку распространения фронта пламени инфракрасной (7) и обычной высокоскоростной (10) камерами. Камеры были размещены перпендикулярно в горизонтальной плоскости. Высокоскоростная камеры была сфокусирована на фронта пламени через теневой прибор ИАБ-451 (9) с светодиодным источником света (11) Синхронизация камер производилась встроенными источниками и приемниками TTL-сигнала.

Необходимо также было создать полусферическое пламя. Для этого латексная оболочка (1), диаметр которой в сдутом состоянии составлял 15 см, а максимальный диаметр при заполнении 65 см, натягивалась на плексигласовую пластину диаметром 20 см (2). В пластине на одной прямой были установлены иглы с разрядным промежутком (4), подключенные к источнику импульсного высокого напряжения (3). Данная пластина закреплена на торце плексигласовой трубки (5), по которой из баллона с

предварительно созданной смесью поступал газ (6). По мере того, как газ заполнял оболочку, оболочка растягивалась и становилась больше, чем пластина внутри нее. Производилось инициирование искры, и фронт пламени сперва распространялся как полусферический, но после того, как его размер превышал размер пластины горения начало идти по всему объему сферы. Таким образом решалась задача горения полусферического фронта без влияния стен оболочки.

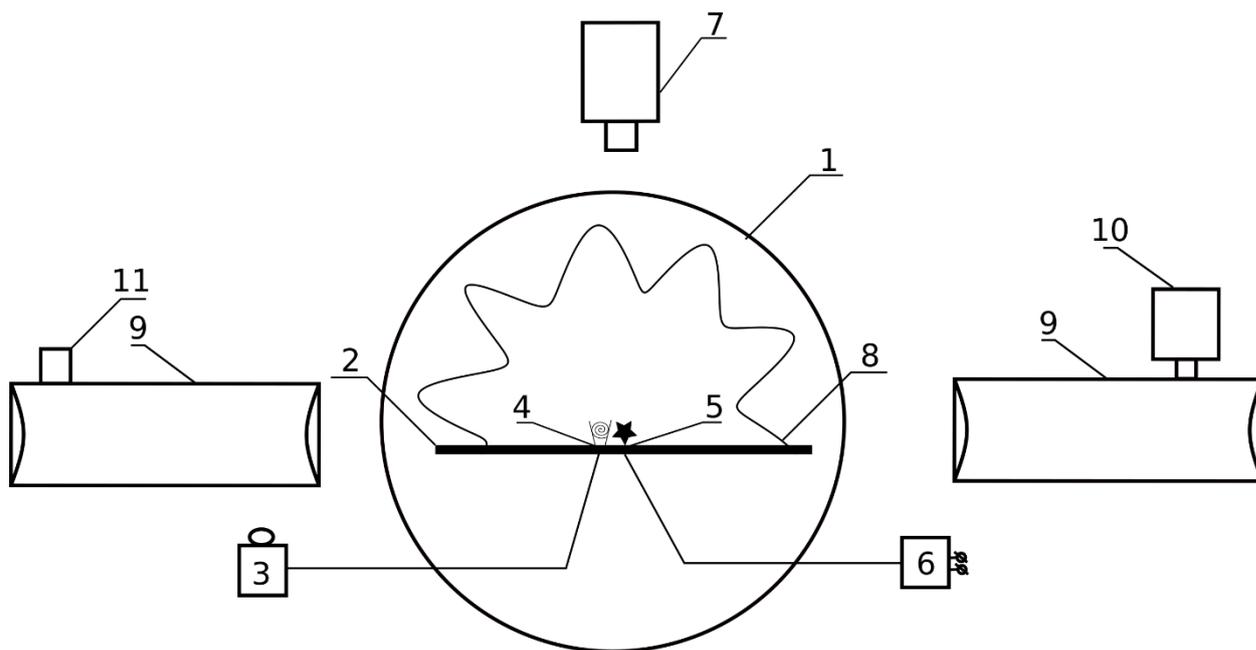


Рисунок 6 Экспериментальный стенд второй конфигурации

1 - латексная оболочка, 2 - плексигласовую пластину диаметром 20 см, 3 - источник импульсного высокого напряжения, 4 - иглы с разрядным промежутком, 5 - плексигласовой трубки, 6 - баллона с предварительно созданной смесью, 7 - инфракрасная камера, 8 - фронт пламени, 9 - теневой прибор ИАБ-451, 10 - высокоскоростная камера, 11 - источник света

Схема соединения компонентов представлена на рисунке 7. Искра создавалась через катушку зажигания (4) с коммутатором (2), на который, в свою очередь, поступал импульсный TTL сигнал с генератора импульсов Г5-63 (1). Источник тока на внутренней обмотке катушки служит 12 вольтовый аккумулятор (3). С генератора сигналов тот же самый сигнал посылался на

высокоскоростную камеру (5). С высокоскоростной камеры подавались запускающий и синхронизирующий сигналы на инфракрасную (6). Таким образом были точно синхронизированы начало процесса горения с видеосъемкой, а также синхронизация кадров обеих камер.

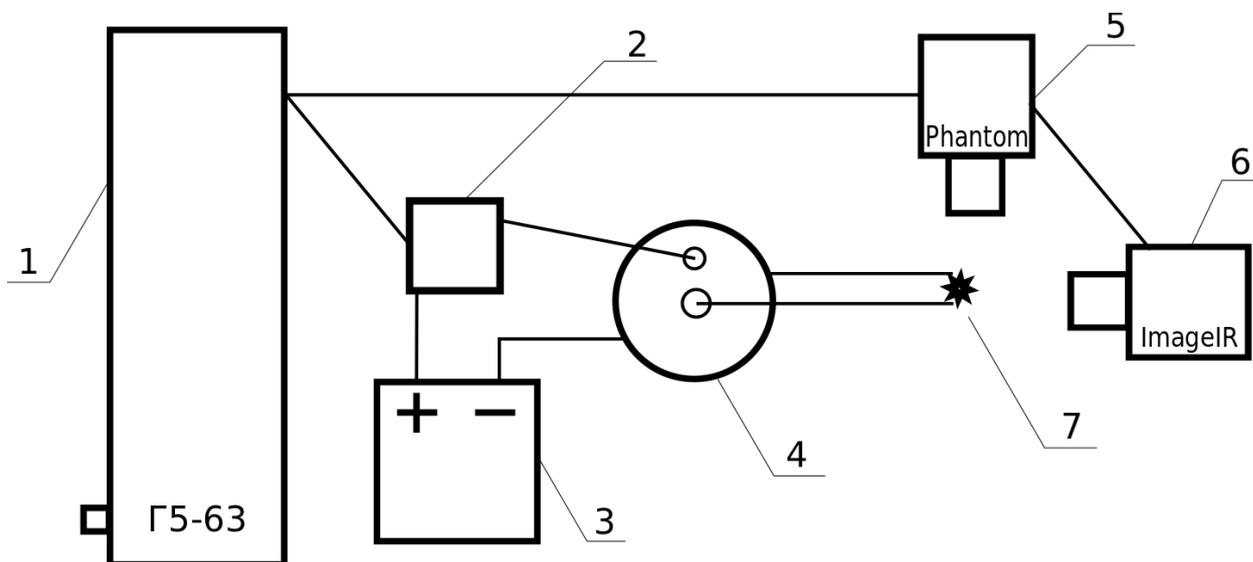


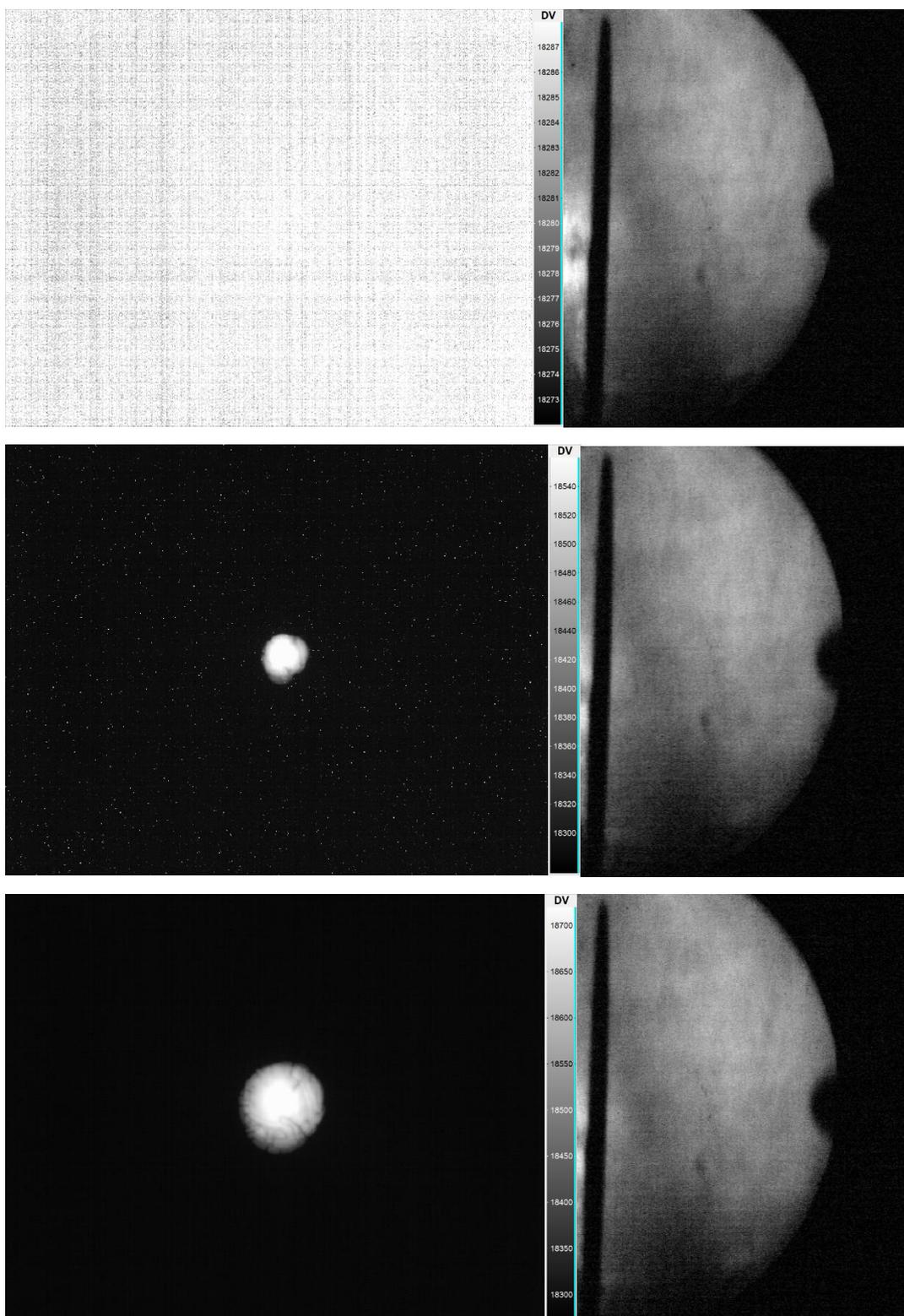
Рисунок 7 Схема соединения приборов и камер

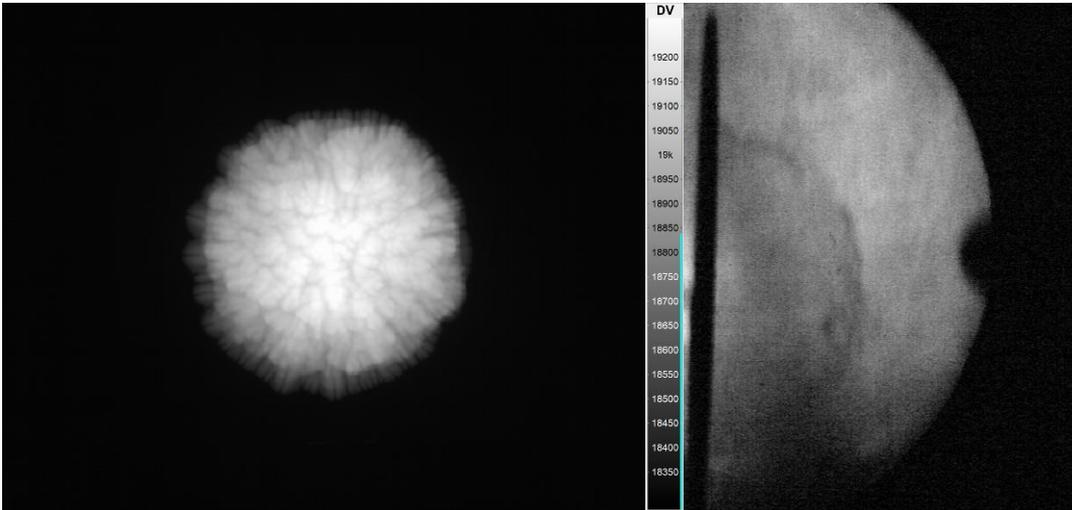
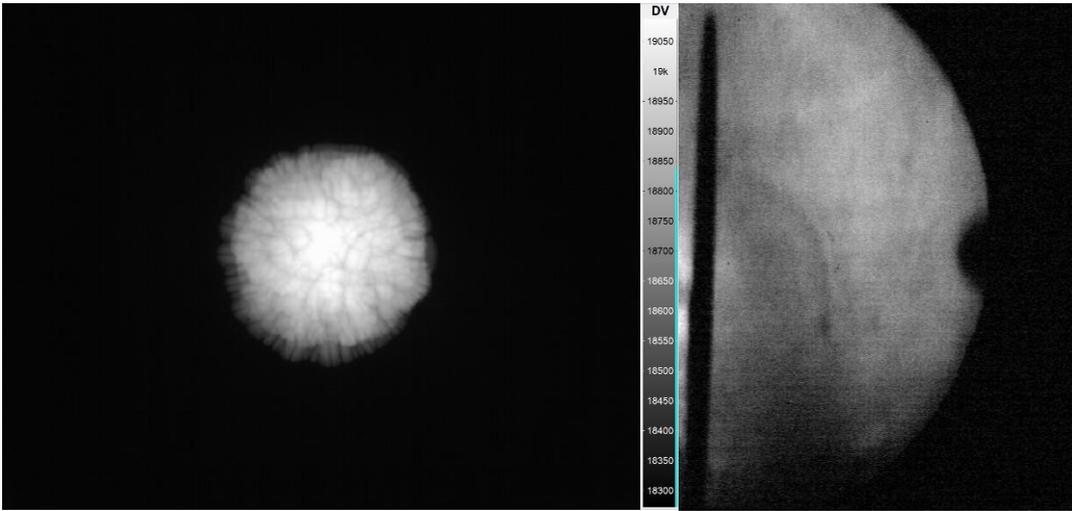
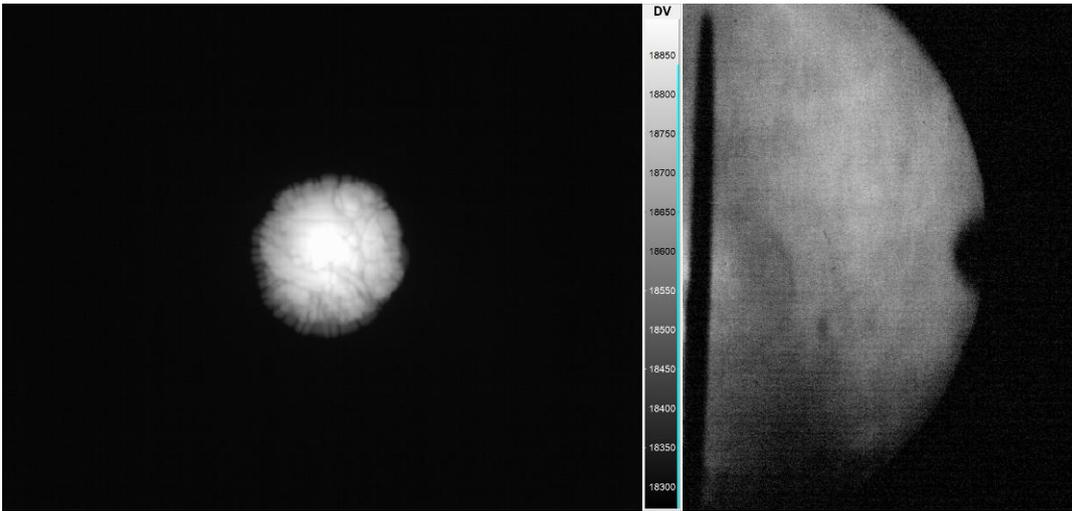
1 – импульсный генератор Г5-63, 2 – коммутатор, 3 – аккумулятор 12В, 4 – катушка зажигания, 5 – высокоскоростная камера, 6 – инфракрасная камера, 7 – искровой промежуток

Газовая смесь создавалась таким же образом, как и в первой конфигурации стендовой установки.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В качестве первичных результатов были получены серии теневых и инфракрасных изображений полусферического фронта пламени в перпендикулярных плоскостях (Рисунок 8).





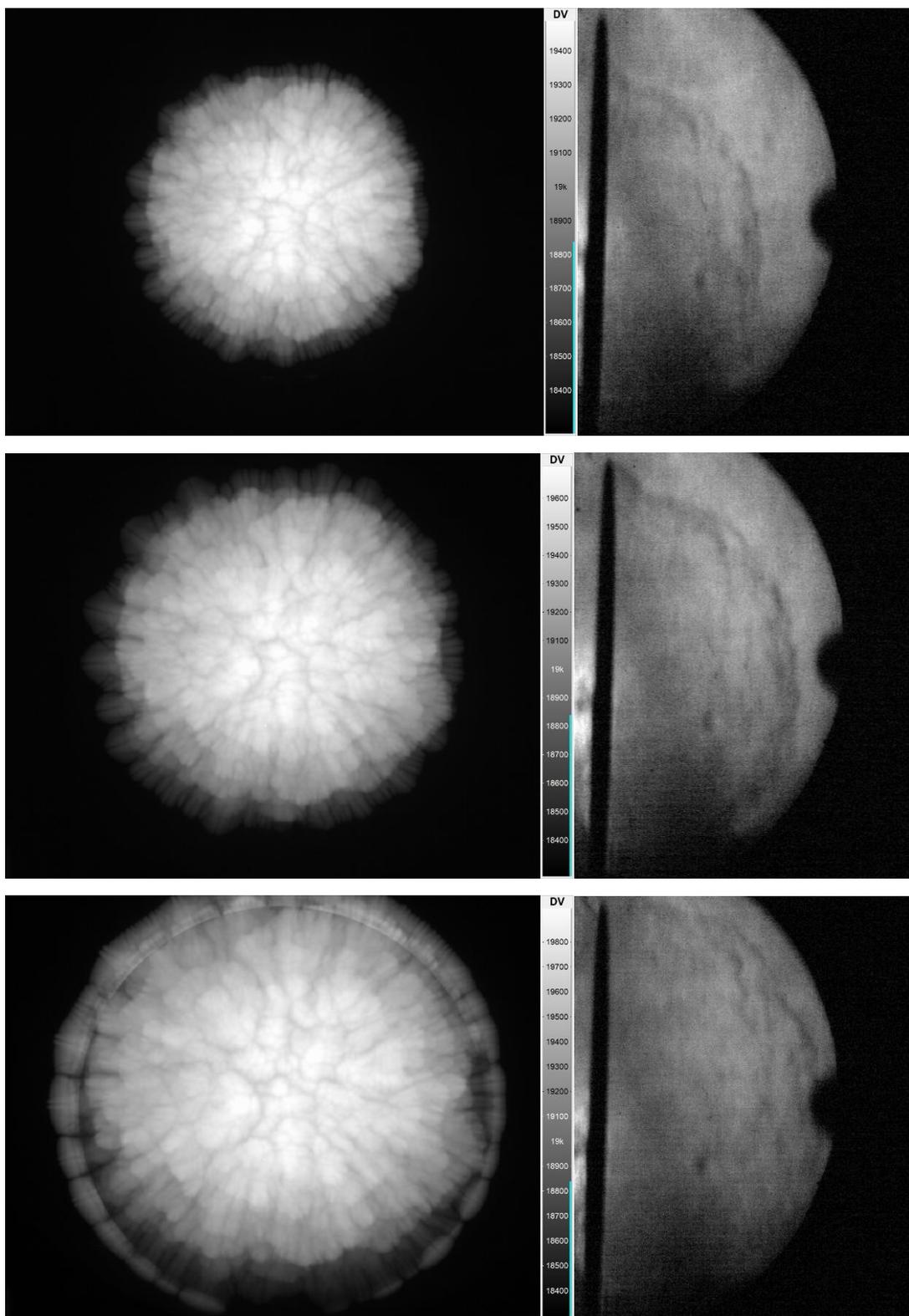


Рисунок 8 Инфракрасные (слева) и теневые (справа) картин  
 распространения фронта пламени в моменты времени 0, 3.3, 6.6, 9.9, 13.2,  
 16.5, 19.8, 23.1, 26.4, 29.7 миллисекунд (сверху вниз).

Сравнение радиусов фронта пламени на инфракрасном изображении и теневой картинке показаны на рисунке 9. На данном графике представлены результаты трех экспериментов с одновременной ИК и шпирен визуализацией.

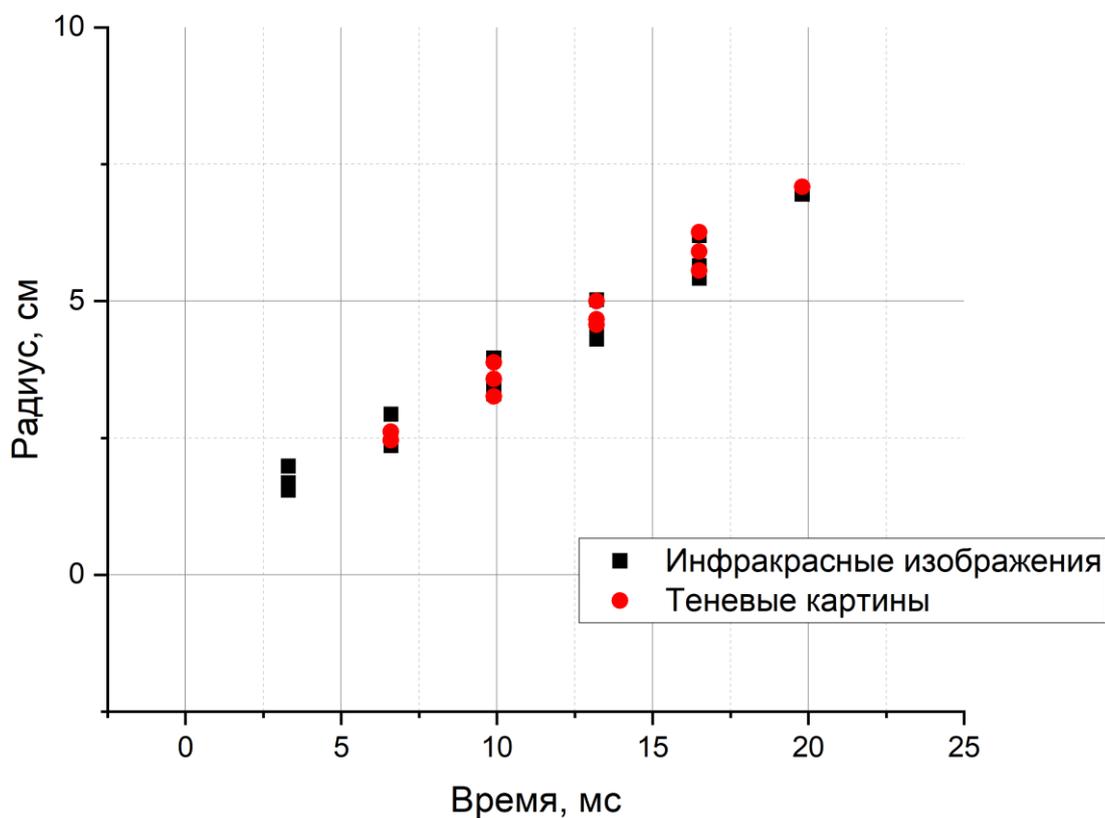


Рисунок 9 График радиусов фронта пламени на ик изображениях и теневых картинках

Инфракрасное изображение фронта пламени является интерпретацией зарегистрированного камерой излучения. В инфракрасной термографии излучение интерпретируется в температурные единицы согласно закону Стефана - Больцмана, где мощность излучения абсолютно чёрного тела, приходящаяся на единицу площади поверхности, прямо пропорциональна четвёртой степени температуры тела. Однако для следующих преобразований по восстановлению трехмерной картины фронта пламени удобнее пользоваться исходными единицами интенсивности, а не

температуры. Более того, на используемом времени экспозиции программное обеспечение инфракрасной камеры ограничивает максимум температуры в 300К. При этом остается возможным задать пороговые значения интенсивностей при интерпретации поля интенсивности в привычное изображение. Изменение нижней и верхней границ отображаемой интенсивности приводит к изменению картины облака пламени. Так один и тот же кадр может выглядеть по-разному при подборе различных пороговых значений (рисунок 5). Сопряжение инфракрасной камеры с компьютером и дальнейшая интерпретация данных осуществляется с использованием ПО камеры Irbis 3 PLUS.

## 6. ПОСТРОЕНИЕ ТРЕХМЕРНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Построения трехмерной картины основывается на ряде необходимых для этого приближений:

- 1) Пламя является глобально полусферическим, иными словами средний радиус пламени одинаков во всех направлениях;
- 2) Температура и излучательная способность продуктов сгорания внутри облака изменяются незначительно;
- 3) Камера находится достаточно далеко от объекта, что позволяет считать излучение от облака продуктов плоскопараллельным пучком;
- 4) Выпуклости на фронте пламени являются гладкими и направлены от центра облака продуктов горения;
- 5) Облако продуктов горения представляет собой простой связанный объем.

Исходя из первого предположения, следует, что интенсивность излучения можно преобразовать в эффективную высоту излучающего объема. Средний радиус облака и среднюю зависимость интенсивности излучения от радиуса можно использовать для пересчета интенсивности излучения в единицы высоты излучающего облака в каждой точке изображения.

Из второго предположения следует, что количество излучения в точке изображения соответствует излучению слоя конечной толщины. То есть существует функция интенсивности в зависимости от длины луча, испускаемого из центра облака продуктов сгорания.

Третье предположение гласит, что лучи излучения облака перпендикулярны плоскости изображения, соответственно, длина луча в области состоит из точек с такими же координатами  $x$  и  $y$ , что и точки изображения.

Четвертое и пятое допущения позволяют рассматривать поверхность облака продуктов сгорания как функцию сферических координат. Из пятого

допущения также следует, что в облаке продуктов реакции нет областей горючей смеси, а также нет областей продуктов сгорания, которые не связаны с основным облаком. Таким образом, задача сводится к нахождению функции зенитных ( $\theta$ ) и азимутальных ( $\varphi$ ) углов, описывающих фронт пламени (Рисунок 10). Интеграл от искомой функции вдоль оси  $z$  для фиксированных значений  $x$  и  $y$  должен быть функцией количества излучения в соответствующей точке на изображении. Точка искрового промежутка, в которой проводилось зажигание, была принята за центр облака продуктов сгорания. Координаты  $x_p$  и  $y_p$  – проекции точек фронта пламени на плоскости изображения.

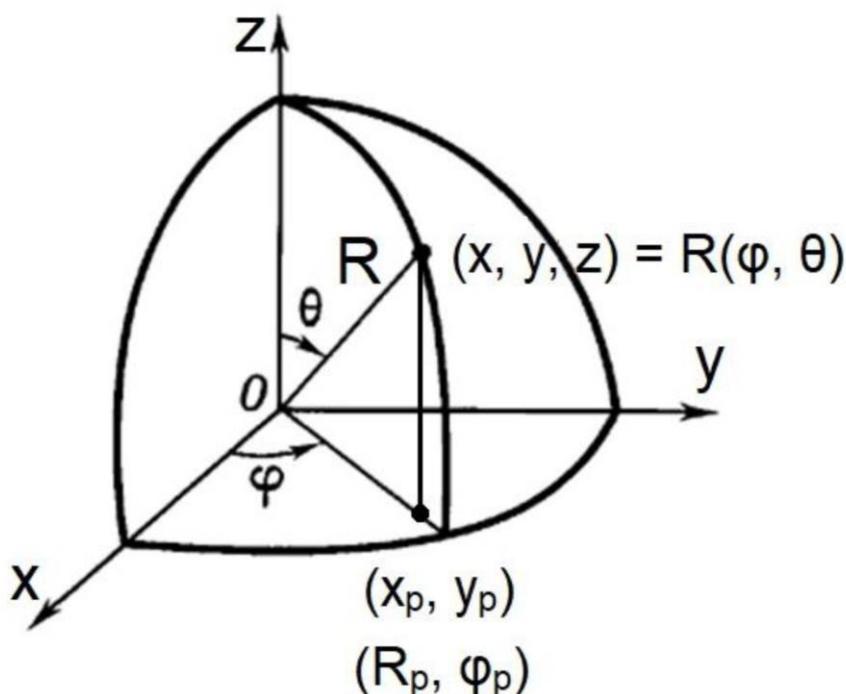


Рисунок 10 Схематическое изображение координат

При построении трехмерной картины возникает ограничение максимального значения зенитного угла. Он образуется при пересечении прямой  $y = const$  и  $x = const$  с облаком продуктов сгорания и определяется следующим образом.

Предположим, что граница облака продуктов сгорания описывается зависимостью:

$$R = \langle R \rangle + \mathbf{Re} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \exp(in\varphi) + b_n \exp(in\theta)) \right] \quad (26)$$

Физический смысл данного выражения подразумевает волновой подход к описанию неоднородностей на фронте пламени. Первый член уравнения (26) является средним радиусом фронта пламени, а второй добавочным волновым возмущением. Угловая развертка фронта пламени схожа с волновым возмущением. Таким образом такие понятия как период, амплитуда и длина волны становятся применимы для описания фронта пламени.

Пересечение прямой с постоянными  $x$  и  $y$  с облаком представляет собой один отрезок, если одна точка пламени соответствует одной точке изображения:

$$\begin{cases} \varphi = \varphi_p = \arctan\left(\frac{y_p}{x_p}\right) \\ R \sin \theta = R_p = \sqrt{x_p^2 + y_p^2} \end{cases} \quad (27)$$

Обычно выпуклости фронта пламени близки по длине волны  $\lambda_e = 2\pi \langle R \rangle / n$ , а амплитуда равна. Следовательно, уравнение (26) может быть представлен как:

$$R = \langle R \rangle + \mathbf{Re} \left[ b_e \exp\left(\frac{i2\pi R\theta}{\lambda_e}\right) \right] \quad (28)$$

Система уравнений (28) имеет единственное решение для каждого значения  $\varphi$  и  $\langle R \rangle$ , если:

$$\theta < \theta_{max} = \arctan\left(\frac{\lambda_e}{2\pi b_e}\right) \quad (29)$$

Параметры складчатости фронта пламени и максимальные значения зенитного угла, рассчитанные по формуле (29) для ИК-изображений фронта пламени, представлены в таблице 4.

| t, мс | $\lambda_e$ , мм | $b_e$ , мм | $\theta_{max}$ , рад |
|-------|------------------|------------|----------------------|
| 5     | 14,6             | 1,43       | 1,02                 |
| 10    | 17,4             | 1,25       | 1,15                 |
| 15    | 19,7             | 1,85       | 1,04                 |
| 20    | 13,5             | 3,29       | 0,58                 |
| 25    | 16,6             | 4,57       | 0,52                 |
| 30    | 20,7             | 5,72       | 0,52                 |
| 35    | 16,7             | 7,46       | 0,34                 |

Таблица 4 Параметры неоднородностей фронта пламени и вычисленные параметры

Для зенитных углов меньше  $\theta_{max}$  трехмерную картину фронта пламени можно построить по полутоновому изображению следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi = \varphi_p = \arctan\left(\frac{y_p}{x_p}\right) \\ R_p = \sqrt{x_p^2 + y_p^2} \\ \theta = \arctan\left(\frac{\lambda_e}{2\pi b_e}\right) \\ R(\varphi, \theta) = \sqrt{R_p^2 + z_{max}^2} \quad (x_p, y_p) \end{array} \right. \quad (30)$$

На рисунке 11 (первый столбец) показаны изображения полусферического фронта пламени, полученные с помощью ИК-камеры в моменты времени 10, 20 и 30 мс. Для каждого ИК-изображения критические значения зенитного

угла были рассчитаны по формуле (29). Затем в рамках применимости метода значения радиуса фронта пламени были реконструированы с использованием системы (30).

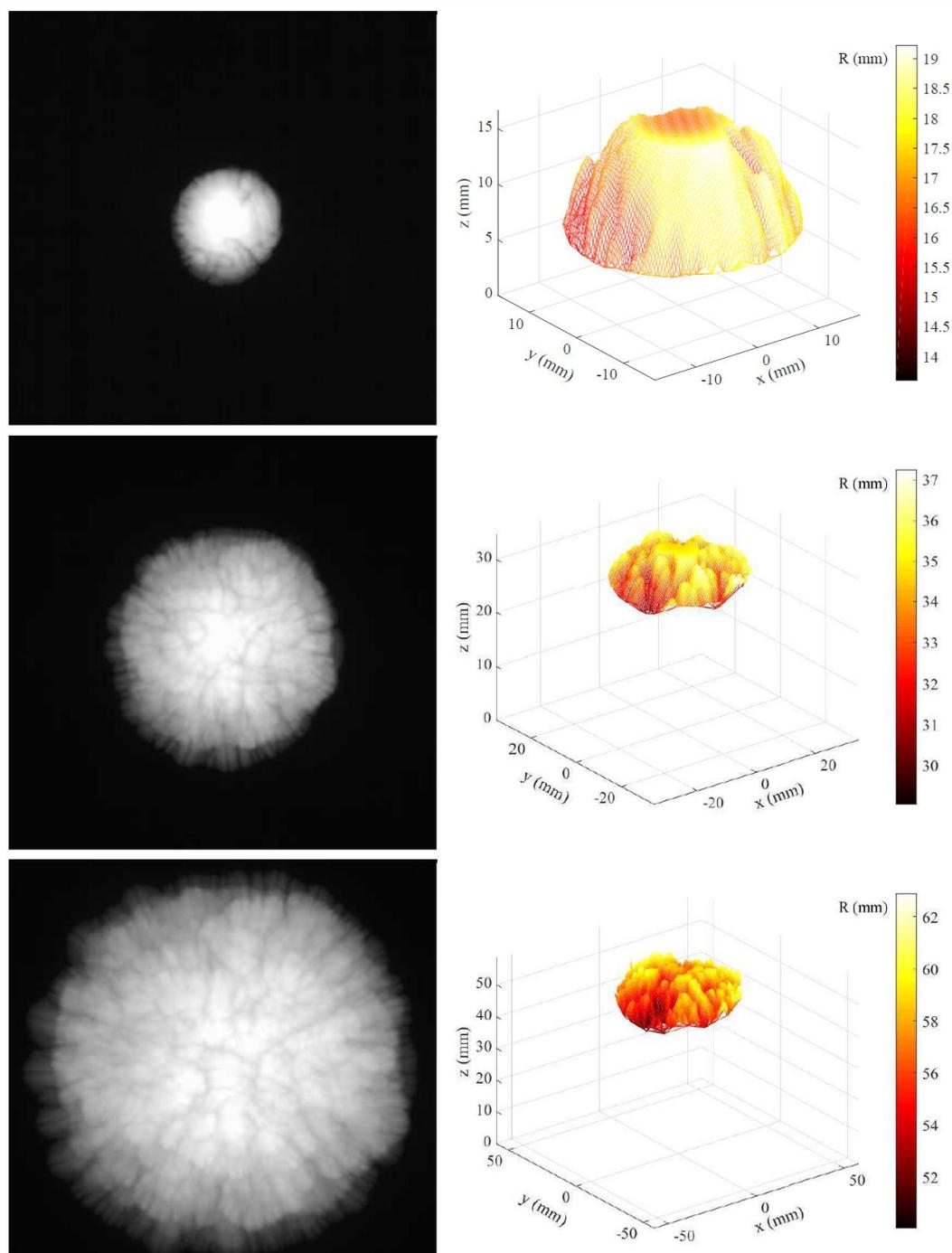


Рисунок 11 Полусферическое пламя: изображения, полученные с помощью ИК-камеры и построенные трехмерные картины в моменты времени 10 мс, 20 мс, 30 мс (сверху вниз) .

В качестве сравнения можно рассмотреть результаты работы [40], в которой М.Кузнецовым было проинтегрировано одномерное уравнение Сивашинского и построена трехмерная модель фронта пламени (Рисунок 12)

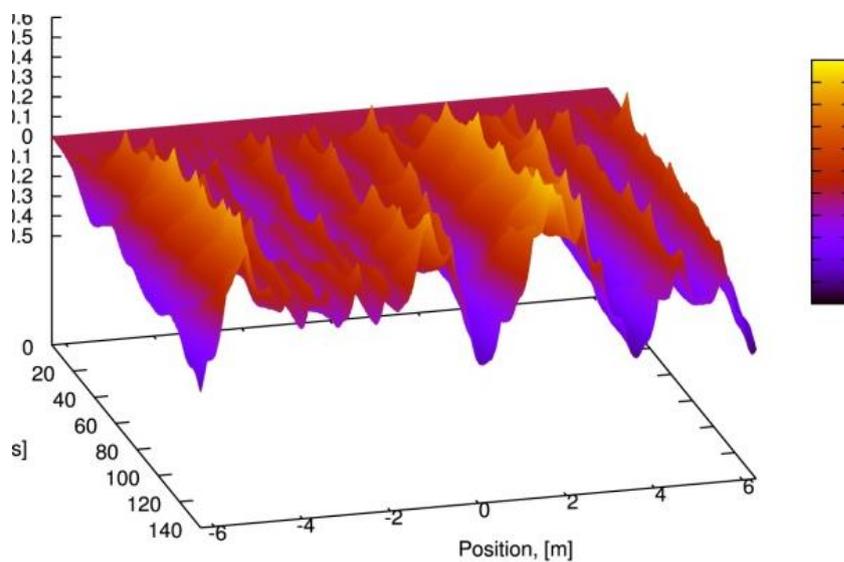


Рисунок 12 Результаты интегрирования одномерного уравнения Сивашинского [41].

## 7. КОЭФФИЦИЕНТ СКЛАДЧАТОСТИ

Коэффициент складчатости в общем случае численно равен отношению площади складчатого фронта пламени к гладкому с аналогичным средним радиусом. Увеличение площади фронта пламени влияет на скорость его распространения. Как показано в [11], видимая скорость складчатого сферического или полусферического расширяющегося пламени может быть рассчитана как:

$$v_f = S_b^0 \Xi (\Theta - 1) + S_b, \text{ где} \quad (31)$$

$\Theta$  – коэффициент термического расширения,

Очевидно, что большая площадь фронта поглощает больше газовой смеси, тем самым ускоряя горение.

Восстановленная поверхность фронта пламени позволяет вычислить среднее значение радиуса и площадь поверхности реконструированного сегмента.

Площадь поверхности гладкого фронта пламени рассчитывается как площадь части сферы с постоянным радиусом, равным среднему радиусу и угловым размером, соответствующим угловому размеру восстановленной поверхности. Значения отношения площади реконструированных поверхностей складчатого фронта пламени к площади аналогичного гладкого можно рассчитать по формуле:

$$\Xi_{3D} = \frac{\int_0^{\Theta_{max}} \int_0^{2\pi} \left| \frac{\partial R}{\partial \varphi} \times \frac{\partial R}{\partial \theta} \right| d\varphi d\theta}{2\pi \langle R \rangle^2 (1 - \cos \theta_{max})}. \quad (32)$$

Можно предположить, что значение  $\Xi$  также можно рассчитать из отношения длины границы облака продуктов сгорания к длине круга с радиусом, равным среднему (33). Стоит понимать, что данное предположение не является математически верным, потому что в общем виде отношение длины замкнутой кривой к площади построенной по ней фигуры вращения будет иметь вид сложной функции. В данной работе этот аспект не

учитывается ввиду сложности формализма и не причастности к общей теме работы.

$$\Xi_{2D} = \frac{\int_0^{2\pi} \sqrt{R^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \varphi}\right)^2} d\varphi}{2\pi\langle R \rangle}. \quad (33)$$

Найдем соотношение этих величин. Рассмотрим фронт пламени как поверхность, описываемую уравнением 26. В экспериментальных условиях размер выпуклостей намного меньше радиуса фронта пламени, поэтому отношение площадей поверхности можно записать в приближенном виде как:

$$\Xi_{3D} \approx 1 + \frac{3}{4\langle R \rangle^2} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 (\mathbf{Re}(a_n)^2 + \mathbf{Re}(b_n)^2). \quad (34)$$

Отношение длины периметра к длине круга составит:

$$\Xi_{2D} \approx 1 + \frac{1}{4\langle R \rangle^2} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 (\mathbf{Re}(a_n)^2 + \mathbf{Re}(b_n)^2). \quad (35)$$

Из уравнений (34) и (35) можно оценить коэффициент складчатости поверхности пламени из соотношения длины границы облака продуктов сгорания на двумерном изображении:

$$\Xi_{3D \leftarrow 2D} \approx 3\Xi_{2D} - 2. \quad (36)$$

Значения коэффициента складчатости, измеренные на двумерных изображениях по уравнению (33), на трехмерных поверхностях с помощью триангуляции представлены на рисунке 13.

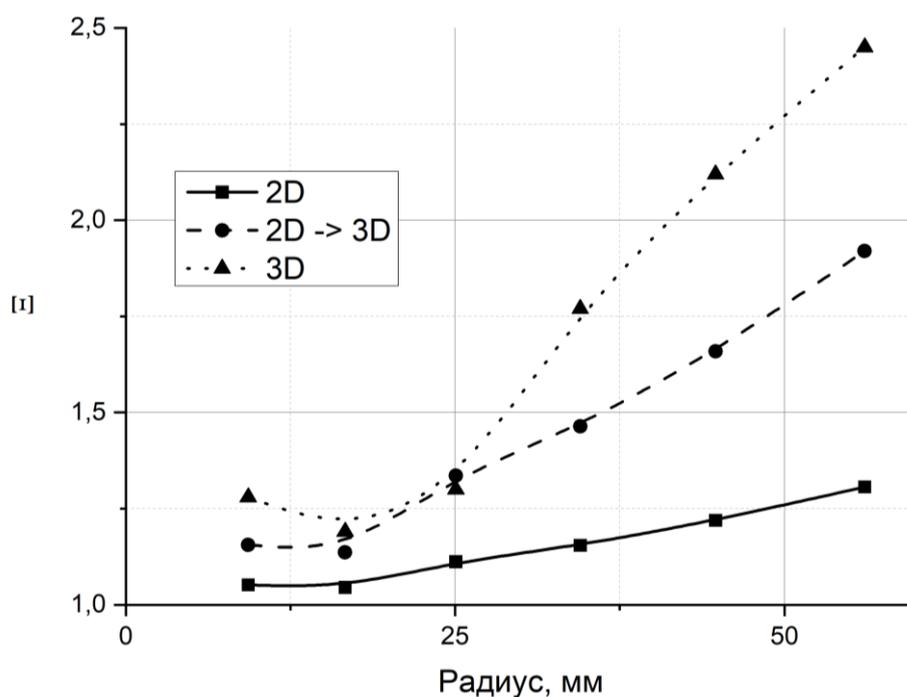


Рисунок 13 График зависимости коэффициента складчатости от радиуса фронта пламени рассчитанные с использованием уравнения (36) и методом триангуляции.

По формуле 31 были рассчитаны скорости и получен график зависимостей скорости пламени в различные моменты времени (Рисунок 14).

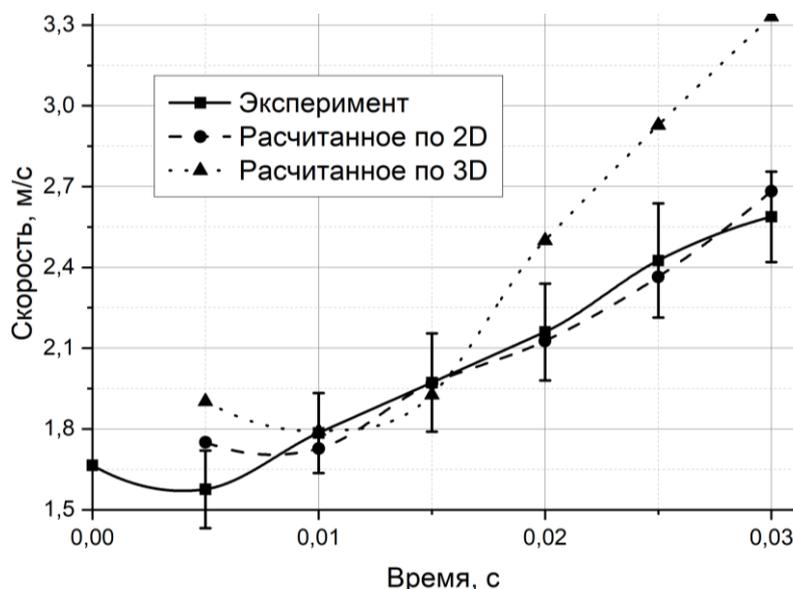


Рисунок 14 График скорости распространения фронта пламени в различные моменты времени по результатам эксперимента и по коэффициентам складчатости

Можно видеть, что значения видимой скорости, рассчитанные с использованием коэффициента складчатости, полученного на реконструированных трехмерных поверхностях, завышены. Общепринятая методика расчета скорости основана на предположении о постоянной нормальной скорости фронта пламени [11]. Это справедливо для пламени малой кривизны, но в случае сильно изогнутого пламени нормальная скорость пламени зависит от стретч-фактора Карловица  $K$  и длины Маркштейна  $L_M$  горючей смеси [37].

В случае малых значений растяжения пламени задача решена в [38]. Применяв интегральный анализ к уравнениям пламени, была получена модель, связывающая массовую скорость горения со стретч-фактором, включая так называемые интегралы Карловица, которые являются взвешенными скоростями массового расхода. Модель применима в том случае, когда пламя слабо растянуто, а зона реакции достаточно тонкая. В общем случае проблема не была решена и требует решения, чтобы прояснить влияние складчатости пламени на его скорость.

Точность предложенного метода изначально определяется точностью эксперимента. При приготовлении смеси с содержанием водорода 15% относительное отклонение состава от заданного может составлять до 1%, согласно классу точности манометра. Положение фронта пламени определялось с абсолютной погрешностью 2 пикселя, что соответствует относительной погрешности 0,4%. Время экспозиции составляло 5 мкс, то есть относительная погрешность определения момента времени при длительности процесса 20 мс составляла 1%. С учетом преобразований и округлений величин при построении трехмерных изображений общая погрешность измерения на составляет не более 1,5%.

## ВЫВОДЫ

В ходе выполнения данной работы были получены следующие результаты и выводы:

1. В смеси из 15% водорода и 85% воздуха впервые получена серия мгновенных последовательных термографических изображений расширяющегося полусферического пламени в диапазоне 2 – 5,7 мкм. Измерены пространственно-временные параметры границы пламени, полученные теневым и термографическим методом.
2. Разработан метод реконструкции трехмерной поверхности фронта пламени по его двумерному изображению и определены условия его применимости. Построены картины трехмерных поверхностей фронта пламени. Из построенных трехмерных поверхностей и из 2D-ИК изображений получены значения коэффициента складчатости.
3. Проведено сравнение значений скорости фронта пламени, рассчитанных по коэффициенту складчатости, экспериментальными значениями. Показано, что скорость пламени, рассчитанная с использованием полученного трехмерного коэффициента складчатости поверхности, превышает измеренную; когда радиус пламени превышает 30 мм, скорость пламени, рассчитанная по трехмерному коэффициенту складчатости, превышает скорость, полученную из зависимости среднего радиуса от времени на величину до 30%.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Зельдович, Я. Б., Д. А. Франк-Каменецкий. "Теория теплового распространения пламени." Журнал физической химии 12.1 (1938): 100-105.
- [2] G. Darrieus, Propagation d'un front de flamme, 1938.
- [3] Ландау, Л. Д. "К теории медленного горения." Журнал экспериментальной и теоретической физики 14.6 (1944): 240-244.
- [4] Баренблатт, Г. И., Я. Б. Зельдович, and А. Г. Истратов. "О диффузионно-тепловой устойчивости ламинарного пламени." ПМТФ. 4 (1962): 21.
- [5] L. Berger, K. Kleinheinz, A. Attili, H. Pitsch, The far infrared absorption of benzene, Proceedings of the Combustion Institute 37 (2019).
- [6] S. Chaudhuri, F. Wu, D. Zhu, C. K. Law, Flame speed and self-similar propagation of expanding turbulent premixed flames, Physical Review Letters 108 (2012).
- [7] J. Huo, A. Saha, T. Shu, Z. Ren, C. K. Law, Self-acceleration and global pulsation in expanding laminar  $H_2-O_2-N_2$  flames, Physical Review E 4 (2019).
- [8] J. Wang, M. Chang, M. Zhang, G. Li, S. Chen, Z. Huang, Flame front identification and its effect on turbulent premixed flames topology at high pressure, Experimental Thermal and Fluid Science 107 (2019) 107-117.
- [9] M. Groethe, E. Merilo, J. Colton, S. Chiba, Y. Sato, H. Iwabuchi, Largescale hydrogen deflagrations and detonations, International Journal of Hydrogen Energy 32 (2007) 2125-2133.
- [10] W. Kim, T. Mogi, R. Dobashi, Flame acceleration in unconfined hydrogen/air deflagrations by using infrared photography, Journal of Loss Prevention in the Process Industries 26 (2013) 1501-1505.

- [11] V. Golub, A. Elyanov, A. Korobov, A. Mikushkin, V. Petukhov, V. Volodin, Influence of heat absorption on hydrogen-air flame instability, *Experimental Thermal and Fluid Science* 109 (2019).
- [12] L. Deimling, V. Weiser, A. Blanc, N. Eisenreich, G. Billeb, K. A., Visualisation of jet fires from hydrogen release, *International Journal of HydrogenEnergy* 36 (2011) 2360-2366.
- [13] Z. Sun, J. Zetterberg, Z. Alwahabi, M. Alden, Z. Li, Single-shot, planarinfrared imaging in flames using polarization spectroscopy, *Optics Express* 23 (2015) 30414-30420.
- [14] J. Pouplin, A. Collin, Z. Acem, G. Parent, P. Boulet, P. Vena, C. Galizzi, M. Kuhni, F. Andre, E. D., Study of a V-shape flame based on IR spectroscopy and IR imaging, *Journal of Physics: Conference Series* 676 (2016).
- [15] C. Allouis, R. Pagliara, A. Saponaro, Fast infrared imaging for combustion stability analysis of industrial burners, *Experimental Thermal and Fluid Science* 43 (2016) 160-168.
- [16] J. Matthes, P. Waibel, M. Vogelbacher, H.-J. Gehrman, H. B. Keller, A new camera-based method for measuring the flame stability of non-oscillating and oscillating combustions, *Experimental Thermal and Fluid Science* 105 (2019) 27-34.
- [17] I. Asahi, S. Sugimoto, A. Hoshino, Visualization of hydrogen flame by passive UV and IR remote sensing, *Journal of the Combustion Society of Japan* 61 (2019) 37-42.
- [18] P. Brequigny, C. Endouard, C. Mounaim-Rousselle, F. Foucher, An experimental study on turbulent premixed expanding flames using simultaneously schlieren and tomography techniques, *Experimental Thermal and Fluid Science* 95 (2018) 11-17.

- [19] L. Kagan, G. Sivashinsky, Deflagration-to-detonation transition in narrow channels: hydraulic resistance versus flame folding, *Combustion Theory and Modelling* 20 (2016) 798-811.
- [20] V. Akkerman, C. K. Law, V. Bychkov, Self-similar accelerative propagation of expanding wrinkled flames and explosion triggering, *Physical Review E* 83 (2011).
- [21] J. Yanez, M. Kuznetsov, An analysis of flame instabilities for hydrogen-air mixtures based on sivashinsky equation, *Physics Letters A* 380 (2016) 2549-2560.
- [22] J. Goulier, K. N'Guessan, M. Idir, N. Chaumeix, Tomographic visualization of thermo-diffusive instabilities of lean hydrogen/air mixtures, *Proceedings of 26th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, 2017, p. 1036.
- [23] V. V. Molkov, D. V. Makarov, H. Schneider, Hydrogen-air deflagrations in open atmosphere: Large eddy simulation analysis of experimental data, *International Journal of Hydrogen Energy* 32 (2007) 2198-2205.
- [24] V. A. Sabelnikov, A. N. Lipatnikov, Recent advances in understanding of thermal expansion effects in premixed turbulent flames, *Annual Review of Fluid Mechanics* 49 (2017) 91-117.
- [25] C. R. L. Bauwens, J. M. Bergthorson, D. S. B., Modeling the formation and growth of instabilities during spherical flame propagation, *Proceedings of the Combustion Institute* 37 (2019) 3669-3676.
- [26] P. Pelce, P. Clavin, Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames, *Journal of Fluid Mechanics* 124 (1982) 219-237.
- [27] G. I. Sivashinsky, Instabilities, pattern formation, and turbulence in flames, *Annual Review of Fluid Mechanics* 15 (1983) 179-199.

- [28] D. Bradley, T. Cresswell, J. Puttock, Flame acceleration due to flame induced instabilities in large-scale explosions, *Combustion and Flame* 124 (2001) 551-559.
- [29] W. S. Benedict, M. A. Pollack, W. J. Tomlinson, The water-vapor laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-5 (1969) 108-124.
- [30] R. T. V. Kung, R. E. Center, High temperature vibrational relaxation of H<sub>2</sub>O by H<sub>2</sub>O, He, Ar, and N<sub>2</sub>, *The Journal of Chemical Physics* 62 (1975) 2187-2194.
- [31] А. К. Ребров, С. Ф. Чекмарев, Н. М. Чернявина, Колебательная релаксация и излучение H<sub>2</sub>O при ударном нагреве смеси газов низкой плотностик, *Журнал прикладной механики и технической физики* (1982) 338-342.
- [32] J. Tennyson, P. F. Bernath, L. R. Brown, A. Campargue, A. G. Csaszar, L. Daumont, R. R. Gamache, J. T. Hodges, O. V. Naumenko, O. L. Polyansky, L. S. Rothman, A. C. Vandaele, N. F. Zobov, A. R. A. Derzi, C. Fabri, A. Z. Fazliev, T. Furtenbacher, I. E. Gordon, L. Lodi, I. I. Mizus, IUPAC critical evaluation of the rotational-vibrational spectra of water vapor, part III: Energy levels and transition wavenumbers for H<sub>2</sub><sup>16</sup>O, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 117 (2013) 29-58.
- [33] L. R. Taylor, Energy transfer processes in the stratosphere, *Canadian Journal of Chemistry* 52 (1974) 1436-1451.
- [34] W. K. Pratt, *Digital Image Processing*, 4th ed., John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- [35] C. Ludwig, Measurements of the curves-of-growth of hot water vapor, *Applied Optics* 10 (1971) 379-391.
- [36] V. Bychkov, M. Liberman, Stability and fractal structure of a spherical flame in a self-similar regime, *Physical Review Letters* 76 (1996) 2814-2817.
- [37] J. K. Bechtold, M. Matalon, Hydrodynamic and diffusion effects on the stability of spherically expanding flames, *Combustion and Flame* 67 (1987) 77-90.

- [38] L. P. H. de Goey, J. H. M. ten Thijsse Boonkamp, Mass burning rate of premixed stretched flames: integral analysis versus large-activation-energy asymptotics, *Journal of Engineering Mathematics* 62 (2008) 67-84.
- [39] Znamenskaya, I. A. Koroteeva, E. Y. Shagiyanova, A. Thermographic analysis of a turbulent nonisothermal water boundary layer, *Journal of Flow Visualization and Image Processing* 26 (2019) 49-56.
- [40] I. A. Znamenskaya, E. Y. Koroteeva, Y. N. Shirshov, A. M. Novinskaya, N. N. Sysoev High speed imaging of a supersonic waterjet flow, *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 14:2 (2017) 185-192
- [41] M. Kuznetsov, N. Chaumeix, J. Yanez, S. Tengah. Flame folding and wrinkling factor for 2D and 3D hydrogen-air flames, Joint meeting the German and Italian sections of the combustion institute (2018)
- [42] T. Astarita, G. Cardone, G.M. Carlomagno. Infrared thermography: An optical method in heat transfer and fluid flow visualization, *Optics and Lasers in Engineering* 44 (2006) 261–281
- [43] C. Meola, G. M. Carlomagno. Recent advances in the use of infrared thermography, *Meas. Sci. Technol.* 15 (2004) 27–58