

На правах рукописи



Мокрин Сергей Николаевич

**ПРЕДЕЛЫ ГОРЕНИЯ БЕДНЫХ СМЕСЕЙ ГАЗОВ ВО ВСТРЕЧНЫХ
ПОТОКАХ**

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Владивосток – 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Дальневосточный федеральный университет» (ДВФУ).

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Минаев Сергей Сергеевич

Официальные оппоненты: **Касимов Аслан Рамазанович** –
Ph. D., Автономная некоммерческая
образовательная организация высшего
образования «Сколковский институт науки
и технологий» (Сколтех), доцент

Киверин Алексей Дмитриевич
д.ф.-м.н., Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких
температур Российской академии наук
(ОИВТАН), лаборатория вычислительной
физики, заведующий лабораторией

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Московский
государственный университет имени
М.В. Ломоносова»

Защита состоится 15 марта 2023 года в 14 часов 00 минут на заседании диссертационного совета 24.1.129.01, созданного на базе ИТ СО РАН по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИТ СО РАН: www.itp.nsc.ru. Отзыв на автореферат в двух экземплярах, заверенный печатью учреждения, просьба отправлять на имя ученого секретаря диссертационного совета по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1. (e-mail: dissovet@itp.nsc.ru).

Автореферат разослан « __ » февраля 2023 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
д.ф.-м.н., профессор РАН



Терехов Владимир
Викторович

В диссертационной работе изложены теоретические и экспериментальные исследования автора, направленные на развитие физических представлений о причинах и механизмах неустойчивости растяжённого пламени, а также, исследования структуры и пределов существования растяжённого пламени.

Актуальность работы обусловлена тем, что до настоящего времени аналитические исследования устойчивости растяженного пламени ограничивались рамками одномерной постановки задачи и отсутствовало линейное исследование пространственной устойчивости. К числу нерешенных проблем следует отнести описание пространственных структур в виде “трубок пламени” и других, которые возникают вблизи пределов существования горения в пространстве между двумя щелевыми горелками.

Экспериментальное исследование пределов горения при низких скоростях потока газа долгое время было невозможно, поскольку в условиях земной гравитации сильное влияние оказывает эффект плавучести, связанный с естественной конвекцией. В настоящее время, экспериментальное исследование слаборастяженных пламен возможно только в условиях микрогравитации. Подобные эксперименты позволяют получить данные высокой точности о структуре и пределах существования пламени, но в то же время, достаточно затратные и сложные в организации. Предложенная и запатентованная автором щелевая горелка позволила исследовать структуру растяженного пламени в диапазоне малых значений коэффициента растяжения газа, который был недостижим при использовании традиционных горелок со встречными потоками при нормальной гравитации.

Затронутый круг принципиальных проблем теории горения, касающихся описания пространственной устойчивости и структуры растяженного пламени, пределов его существования, оставался нерешенным. Настоящая работа восполнила многие из указанных пробелов теории горения.

Целью данной работы было теоретическое и экспериментальное исследование пределов распространения предварительно перемешанных растяженных пламен, анализ неустойчивых режимов горения и определение областей их существования. Достижение цели осуществлялось путем решения следующих задач:

- исследование линейной пространственной устойчивости фронта пламени и выявление определяющих параметров и областей неустойчивости;
- численное моделирование пространственных структур волн горения, стабилизированных между двумя противоточными щелевыми горелками;
- экспериментальное выявление режимов горения и пределов существования растяженных пламен, стабилизированных в плоском канале;
- формулировка математической модели и результаты численного моделирования растяженных пламен, стабилизированных в плоском канале с теплопроводящими стенками;

Научная новизна работы состоит в создании упрощенных математических моделей, позволяющих на качественном уровне описать поведение растяженных пламен вблизи пределов их существования,

согласующиеся с данными экспериментов. Была разработана и протестирована новая экспериментальная методика, позволяющая получить данные о характеристиках растяженных пламен бедных смесей газов при малых параметрах растяжения. В представляемой работе впервые были получены следующие результаты:

- На основании линейного анализа устойчивости стационарных режимов горения двойных растяженных пламен к малым пространственным возмущениям определены области параметров (коэффициент растяжения, состав смеси, число Льюиса) при которых возможно устойчивое горение и пульсации пламени.
- Выполнено численное моделирование пространственных структур растяженного пламени, стабилизированного в пространстве между двумя щелевыми горелками. Построены диаграммы существования различных режимов горения, качественно согласующиеся с имеющимися экспериментальными данными.
- Экспериментально исследованы пределы существования и режимы горения двойных противоточных пламен при малых значениях коэффициента растяжения в условиях земной гравитации.
- Разработана математическая модель и выполнено численное моделирование горения в канале со встречными потоками газа, качественно согласующееся с экспериментальными данными.

Научная и практическая ценность работы. Предложенные в работе модели и методы их анализа могут найти применение в дальнейших теоретических и численных исследованиях широкого класса задач теории горения газов. Результаты исследования устойчивости растяженных пламен позволяют дополнить теорию диффузионно-тепловой неустойчивости пламени и способствуют развитию фундаментальной теории горения. Экспериментальные и численные данные о пределах существования бедных пламен могут найти применение в области пожаро- и взрывобезопасности.

Достоверность полученных результатов обеспечивается корректностью применяемых математических моделей, строгой постановкой задач и соответствием полученных результатов с имеющимися в литературе результатами теории, численного моделирования и экспериментальными данными. Экспериментальные исследования проводились с использованием зарекомендовавших себя методов и современного научного оборудования, в том числе внесённого в реестры средств измерений РФ. Систематические и случайные погрешности экспериментов учтены с помощью классических методов статистической обработки данных. Достоверность полученных результатов подтверждена воспроизводимостью полученных данных. Полученные результаты согласуются с современными представлениями об изучаемых процессах, находятся в качественном и количественном соответствии с литературными данными по объектам исследований.

На защиту выносятся:

- результаты линейного анализа устойчивости двойных растяженных предварительно перемешанных пламен относительно пространственных возмущений;
- Результаты численного моделирования пространственных структур растяженного пламени, стабилизированного в пространстве между двумя щелевыми горелками.;
- результаты экспериментального исследования пределов горения бедных метано-воздушных пламен, стабилизированных в плоском канале;
- результаты численного моделирования растяженных пламен, стабилизированных в плоском канале с теплопроводящими стенками.

Апробация результатов исследования

Результаты диссертационной работы были представлены на российских и международных конференциях: II International Conference «Dynamics and Structure of Combustion Waves» (Vladivostok, 2014), Международная конференция, приуроченная к 75-летию академика В.А. Левина (Владивосток, 2014), 11th – 15th International Conference on Flow Dynamics (2014 – 2018), 10th Asia - Pacific Conference on Combustion (Beijing, 2015), Современные технологии и развитие политехнического образования (Владивосток, 2015), 36th International Symposium on Combustion (Seoul, 2016), 12th Asia-Pacific Conference on Combustion (Fukuoka, 2019), 5th International Workshop on Heat-Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control (Novosibirsk, 2019), 2nd International Workshop and School of Young Scientists: «Theory, experiments and numerical simulations of reaction-diffusion systems in applications for biotechnology, biomedicine and energy production», (Vladivostok, 2021).

Личный вклад соискателя. Все включенные в диссертацию теоретические и экспериментальные результаты получены автором лично, либо при его определяющем личном участии. Из работ в соавторстве на защиту выносятся результаты, в получении которых автор принимал непосредственное участие.

Публикации.

Результаты работы представлены в 7 статьях, все они опубликованы в журналах из списка, рекомендованного ВАК.

Структура и объем диссертации.

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы и списка публикаций по теме диссертации. Диссертация изложена на 94 страницах, включая 27 рисунков. Библиографический список литературы включает 65 наименований работ.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** приведена общая характеристика диссертационной работы, обоснована ее актуальность, сформулированы цели и задачи исследования, отражены научная новизна, теоретическая и практическая значимость, перечислены выносимые на защиту положения, изложено краткое содержание работы.

В **первой главе** кратко описаны механизмы затухания растяженных предварительно перемешанных пламен. Перечислены эффекты, влияющие на формирование пределов горения предварительно перемешанных смесей газов. Приводится обзор работ, посвященных исследованиям по теме диссертации.

Во **второй главе** приведены результаты теоретических исследований автора в рамках упрощенной диффузионно-тепловой модели. В *разделе 2.1.* приведена математическая постановка задачи описания растяженных пламен (Рис. 1) в рамках диффузионно-тепловой модели и описаны стационарные режимы горения.

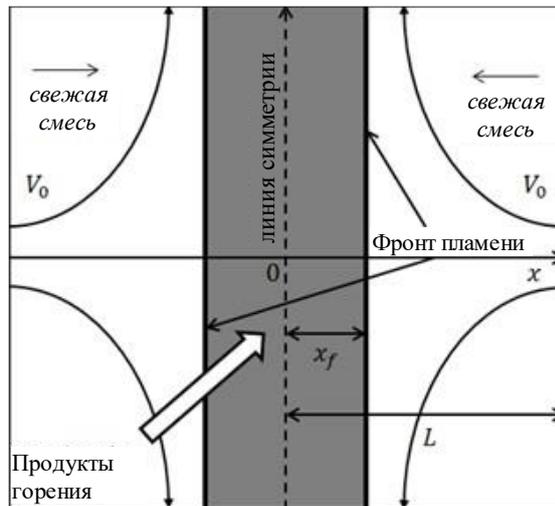


Рисунок 1. Схема двойных растяженных пламен

Математическая модель, включающая уравнения для температуры газа и концентрации недостающего компонента, в предположении о бесконечно узкой зоне химической реакции и при условии постоянства плотности и теплофизических параметров газа, имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - ax \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + (1 - \sigma)W - Q \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - ax \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - W \quad (2)$$

Здесь, t , x , T и C – время, продольная координата, температура и массовая концентрация недостающего компонента, которые обезразмерены на соответствующие величины D_{th}/U_b^2 , D_{th}/U_b , T_b и C_0 , где D_{th} , U_b , T_b и C_0 – это коэффициент температуропроводности, нормальная скорость пламени, адиабатическая температура горения и начальная массовая концентрация недостающего компонента, соответственно. N – это энергия активации, приведенная в единицах адиабатической температуры горения, $Le = D_{th}/D_{mol}$

– число Льюиса, где D_{mol} – коэффициент диффузии, δ – δ -функция Дирака, $a = V_0/L$ – градиент скорости, обезразмеренный на U_b^2/D_{th} , где V_0 – скорость газа на входе, а L – это половина расстояния между горелками. $W = \exp(N/2(1 - T_f^{-1}))\delta(x - x_f)$ – это безразмерная скорость химической реакции, $\sigma = T_0/T_b$ – безразмерная начальная температура газа. Здесь и далее индексом f обозначены переменные на фронте пламени. Для упрощения расчетов член Q , отвечающий за радиационные теплотери, линейно зависит от температуры $Q = h(T - \sigma)$, параметр $h = A(1/\sigma - 1)\exp(\sigma T_a/T_0)$ – безразмерная интенсивность радиационных теплотери в единицах U_b^2/D_{th} , зависящая от безразмерной концентрации топлива $1/\sigma - 1$, безразмерный параметр A равен $3,69 \times 10^{-7}$.

В данной постановке система имеет аналитическое решение для стационарных уравнений (1)-(2). Подставляя стационарные решения в граничные условия на фронте пламени, можно получить систему неявных алгебраических уравнений, описывающих зависимость положения фронта пламени от коэффициента растяжения (Рис. 2).

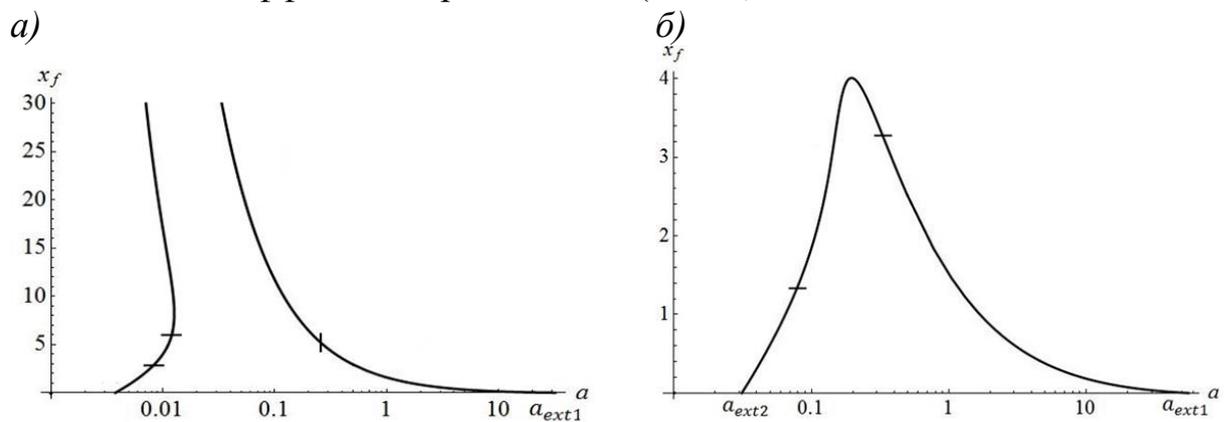


Рисунок 2. Типичные зависимости положения фронта пламени x_f от градиента скорости a для $Le = 0.3$. а) $\sigma=0,21$ - «X-образная» конфигурация, б) $\sigma=0,25$ - « Λ -образная» конфигурация.

Были выявлены две типичные зависимости положения фронта пламени от коэффициента растяжения, которые можно определить как «X-образная» (Рис. 2а) и « Λ -образная» (Рис 2б). Было обнаружено, что существует критическое значение параметра $\sigma = 0.231$, когда ветви «X-образной» объединяются, и происходит переход от «X-образной» конфигурации стационарного решения к « Λ -образной».

Стоит отметить, что для обеих конфигураций, существует критическое значение коэффициента растяжения a_{ext1} , при котором расстояние между пламенами становится равным нулю. Данное значение градиента скорости соответствует верхнему (концентрационному) пределу горения. В случае « Λ -образной» конфигурации стационарного решения существует еще одно критическое значение a_{ext2} , определяющее нижний предел горения, связанный с радиационными теплотериями газа. Предельные значения градиента скорости зависят от состава смеси, которая, в свою очередь, определяется адиабатической температурой пламени. Таким образом, вычислив значения

критического коэффициента растяжения a_{ext1} и a_{ext2} при различных значениях адиабатической температуры пламени, можно построить кривую существования непрерывного фронта пламени на плоскости коэффициент растяжения/адиабатическая температура пламени.

В разделе 2.2. приведены результаты линейного анализа устойчивости растяженных предварительно перемешанных пламен к малым пространственным возмущениям. По результатам проведенного анализа устойчивости стационарных решений были выявлены различные типы неустойчивости фронта пламени и определены области их существования на диаграмме в плоскости коэффициент растяжения / адиабатическая температура пламени.

Для линейного анализа устойчивости стационарных решений необходимо решения линеаризованных нестационарных уравнений

$$\frac{\partial T}{\partial t} - ax \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - h(T - \sigma), \quad (3)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - ax \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

искать в следующей форме:

$$T = T^S + \tilde{T} e^{\Omega t + iky}, \quad C = C^S + \tilde{C} e^{\Omega t + iky}, \\ T_f = T_f^S + \tilde{T}_f e^{\Omega t + iky}, \quad x_f = x_f^S + \tilde{x}_f e^{\Omega t + iky},$$

где известные стационарные решения обозначены индексом s , волной обозначены малые возмущения, а Ω и k – это инкремент возмущений и волновое число, соответственно.

Используя метод, описанный в работе [Minaev et al, 2003], было получено дисперсионное уравнение, связывающее параметры $x_f^S(Le, a, \sigma)$ и $T_f^S(Le, a, \sigma)$, и определяющее неявную зависимость инкремента возмущений от волнового числа для любого значения коэффициента растяжения и состава смеси. Дисперсионное уравнение решалось численно с использованием пакета Wolfram Mathematica 8, основное внимание уделялось поиску нестационарных решений, для которых $Re(\Omega) \geq 0$. В результате численного расчета удалось выявить три типичных зависимости инкремента Ω от волнового числа k , которые соответствуют различным режимам неустойчивости:

- а) Случай ($Re[\Omega] < 0$, при любых k) соответствует устойчивому пламени. Типичная зависимость реальной и мнимой части инкремента от волнового числа для этого случая представлены на Рис. 3а.
- б) Случай ($Re[\Omega] > 0, Im[\Omega] = 0$ при $k = 0$) соответствует неустойчивому пламени, что при развитии данного типа неустойчивости приводит к гашению пламени.
- в) Случай ($Re[\Omega] > 0, Im[\Omega] \neq 0$ at $k = 0$) наблюдаются симметричные пульсации фронта. Развитие данного режима также может приводить к гашению.
- г) Третий вид неустойчивости характеризуется наличием максимума реальной части инкремента $\max(Re[\Omega]) > 0$ при $k \neq 0$. Данный режим

соответствует ячеистому пламени. На Рис. 3б показана типичная зависимость реальной и мнимой части инкремента возмущений от волнового числа, соответствующая данному типу неустойчивости. Отметим, что значение волнового вектора k , соответствующего максимуму инкремента $\max(\text{Re}[\Omega])$, позволяет оценить характерный размер ячеек.

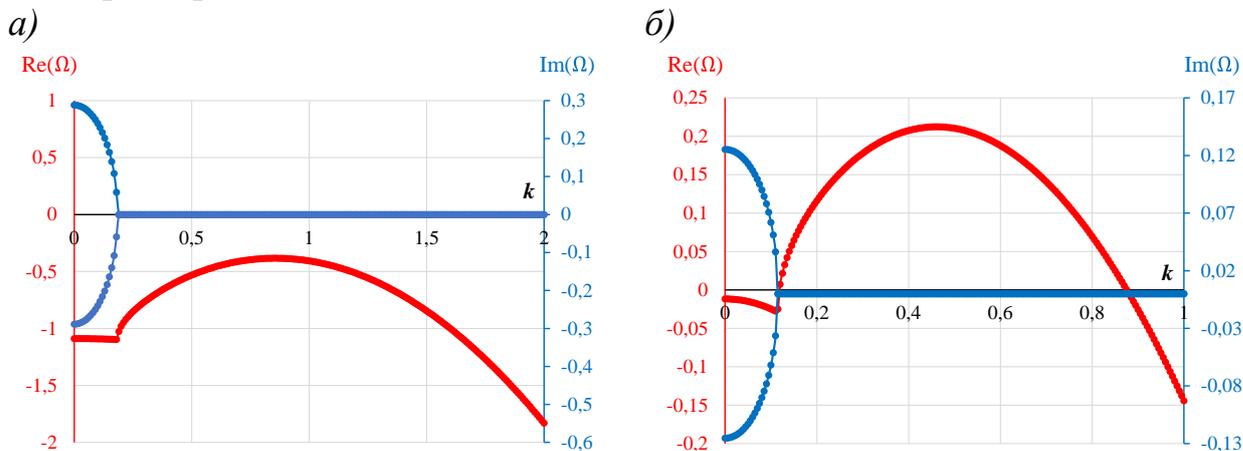


Рисунок 3. Типичные зависимости реальной (красные символы) и мнимой (синие) части инкремента возмущений от волнового числа в случае устойчивого пламени при $Le=0.3, \sigma=0.25, a=1$ (Рис. 3а) и ячеистого пламени $Le=0.3, \sigma=0.25, a=0.2$ (Рис. 3б).

Таким образом, проанализировав стационарные решения для различных значений адиабатической температуры пламени, можно построить диаграмму режимов горения, выявленных в результате линейного анализа устойчивости. На Рис. 4 слева изображена диаграмма пределов существования пламени, построенная на плоскости коэффициент растяжения / адиабатическая температура пламени. Непрерывный фронт пламени существует внутри области, ограниченной жирной черной линией, вертикальной пунктирной линией выделена граница между « Λ -образной» (Рис. 4 справа вверху) и « X -образной» (Рис. 4 справа внизу) конфигурациями стационарных решений. Красные точки соответствуют критическим значениям коэффициента скорости, вычисленным для случаев, показанных на Рис. 2.

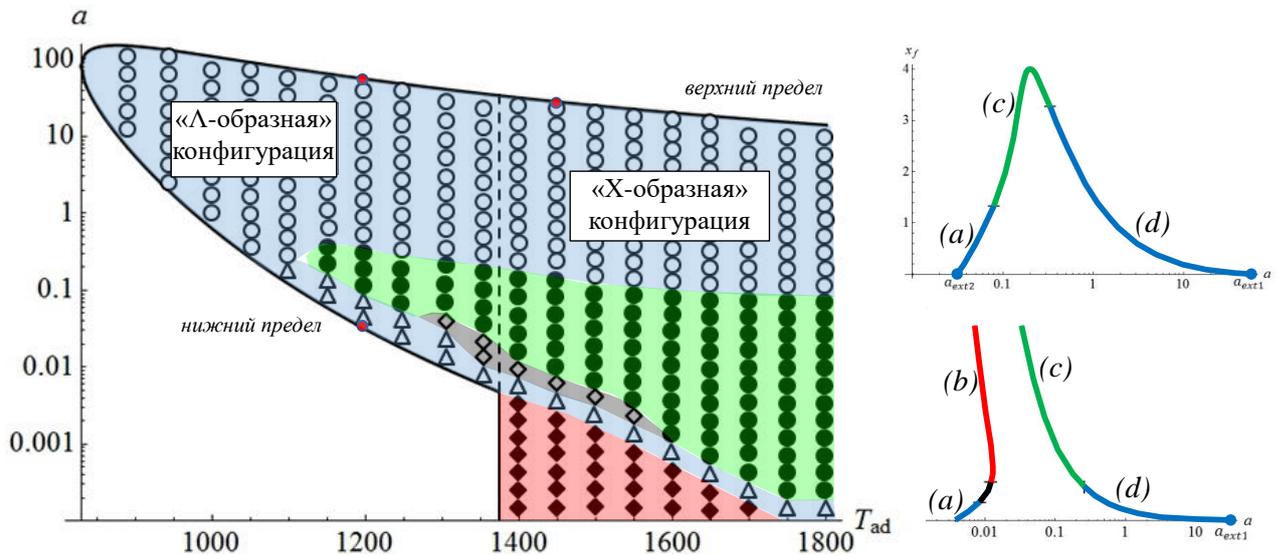


Рисунок 4. Пределы существования пламени на плоскости коэффициент растяжения / адиабатическая температура пламени при $Le=0.3$. Пустыми кружочками обозначена область плоского фронта пламени, сплошными – область ячеистого пламени, пустыми ромбами – пульсирующее пламя, треугольниками – слабое пламя, сплошными ромбами – область неустойчивого низкоскоростного горения

Ветка (a), выделенная синим цветом на соответствующем рисунку, соответствует устойчивому режиму так называемого «слабого пламени», которое наблюдалось в экспериментах в условиях микрогравитации. Ветка (b), выделенная красным, соответствует неустойчивому режиму горения. Отметим, что между кривой (a) и (b) существует узкая область (черный участок между двумя горизонтальными линиями), в которой $Re[\Omega] > 0$, $Im[\Omega] \neq 0$ при $k = 0$. Данный режим описывает одномерные пульсации фронта пламени. Ветка (c), выделенная зеленым, соответствует ячеистому пламени. Из рисунка 4 видно, что при уменьшении значения T_{ad} , что соответствует обеднению смеси и переходу «X-образной» конфигурации стационарного решения к «Λ-образной», ветка (c) смыкается с неустойчивой веткой (b), после чего неустойчивое решение (b) исчезает. Ветка (d) соответствует плоскому устойчивому пламени.

В третьей главе приведено сравнение результатов численного и теоретического исследования пламен предварительно перемешанных смесей газов с малыми числами Льюиса в потоке, создаваемом двумя встречно направленными щелевыми горелками. Показана возможность существования следующих режимов горения: двойные плоские пламена, ячеистые пламена и "трубки" пламени. Определены области параметров задачи, в которых возможна реализация указанных режимов горения. С помощью численного моделирования и теоретического анализа были определены области существования выявленных режимов горения в плоскости концентрация топлива / параметр растяжения. Исследовано влияние числа Льюиса на

формирование неустойчивых режимов горения. Было установлено, что с уменьшением числа Льюиса расширяются диапазоны параметров растяжения и коэффициентов избытка воздуха, при которых могут существовать противоточные пламена.

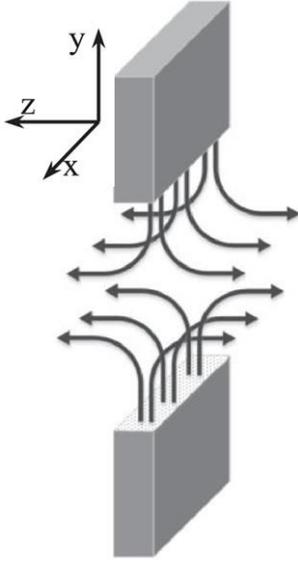


Рисунок 5. Схема щелевых встречно направленных горелок

На Рис. 5 приведена схема противоточной щелевой горелки. Топливо-воздушная смесь подается из двух противоположно направленных сопел, расположенных в $y = \pm L_y$. Система безразмерных уравнений для температуры и концентрации недостающего компонента имеет следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T = \nabla^2 T - h(T^4 - \sigma^4) + (1 - \sigma)W(T, C) \quad (5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla C = \frac{1}{Le} \nabla^2 C - W(T, C) \quad (6)$$

Здесь T – безразмерная температура в единица адиабатической температуры продуктов горения T_b ; C – безразмерная концентрация недостающего компонента свежей смеси в единицах C_0 . Скорость задается в единицах скорости распространения плоского адиабатического пламени U_b , расстояние – в единицах тепловой толщины пламени $l_{th} = D_{th}/U_b$, где D_{th} – коэффициент температуропроводности смеси, а время – в единицах D_{th}/U_b^2 . $Le = D_{th}/D_{mol}$ – число Льюиса, где D_{mol} – коэффициент молекулярной диффузии топлива. Безразмерная начальная температура определяется как $\sigma = T_0/T_b$, где T_0 – температура свежей смеси; $W(T, C) = 2CLe^{-1}(1 - \sigma)^2 N^2 \exp(N(1 - 1/T))$ – безразмерная скорость химической реакции, где $N = T_a/T_b = \sigma T_a/T_0$ – безразмерная энергия активации, представленная в виде отношения температуры активации $T_a = 15000K$ и адиабатической температуры пламени T_b ; $h = A(1/\sigma - 1)\exp(\sigma T_a/T_0)$ – безразмерная интенсивность радиационных теплопотерь, зависящая от безразмерной концентрации топлива $1/\sigma - 1$, безразмерный параметр A равен $3,69 \times 10^{-7}$. Отметим, что для бедных смесей параметр $1/\sigma - 1 = T_b/T_0 - 1$ связан с коэффициентом избытка топлива через зависимость адиабатической температуры пламени T_b от концентрации топлива.

В рамках диффузионно-тепловой модели предполагается, что плотность газа постоянная, а поле скорости – заданным. Для противоточной щелевой конфигурации горелок (см. Рис 5) вектор скорости имеет всего два ненулевых компонента и может быть представлен в виде $\vec{V} = (0, -ay, az)$, где a – это безразмерный градиент скорости. Такой вид скорости удовлетворяет уравнению неразрывности $div \vec{V} = 0$. В численном моделировании вычислительная область имеет конечные размеры и предполагается, что при $y = \pm L_y$ $T = \sigma, C = 1$. Поскольку размер расчетной области по координате y выбирался таким образом, чтобы решения очень слабо отличались при

изменении размера области. Для этого были выполнены численные эксперименты с изменением размеров области.

Уравнения (5)-(6), рассматриваются в области $-L_x \leq x \leq L_x$, $-L_x \leq y \leq L_y$, $-L_z \leq z \leq L_z$ и дополняются следующими граничными условиями:

$$\text{при } y=\pm L_y: T=\sigma, C=1; \text{ при } x=\pm L_x: T=\sigma, C=0; \quad (7)$$

при $z=\pm L_z$: периодические граничные условия.

В начальный момент времени, расчетная область заполнена свежей смесью с температурой σ . В численном моделировании пламя зажигалось, путем задания высокотемпературной области вблизи плоскости симметрии $y=0$.

Система уравнений (5)–(6) с граничными условиями (7) решалась численно, с помощью явной конечно-разностной схемы первого порядка точности по времени и второго по пространственным координатам. Сходимость численного алгоритма тестировалась на последовательности сгущающихся сеток. Размер расчетной области был достаточно большим, чтобы избежать влияния граничных условий на численное решение. По результатам тестового моделирования размер области был выбран равным $L_x = L_z = 40, L_y = 30$. Разрешение равномерных сеток, принятое для дальнейших расчетов, обеспечивает около пяти точек в зоне реакции для трехмерного моделирования и не менее пяти узлов в зоне реакции пламени для двумерного моделирования.

Трехмерные расчеты показали, что в зависимости от параметров задачи, таких как коэффициент растяжения (a) и интенсивность радиационных теплопотерь (h) возможна реализация следующих режимов горения в потоке горючей смеси, создаваемом встречно направленными щелевыми горелками: двойные плоские пламена, двойные ячеистые пламена и "трубки" пламени.

Изоповерхности температуры, характерные для этих режимов горения, показаны на Рис. 6. Из Рис. 6 видно, что в случае щелевых горелок структура пламени является полностью двумерной для всех режимов горения. Результаты настоящего численного моделирования показывают, что "трубки" пламени являются стационарными.

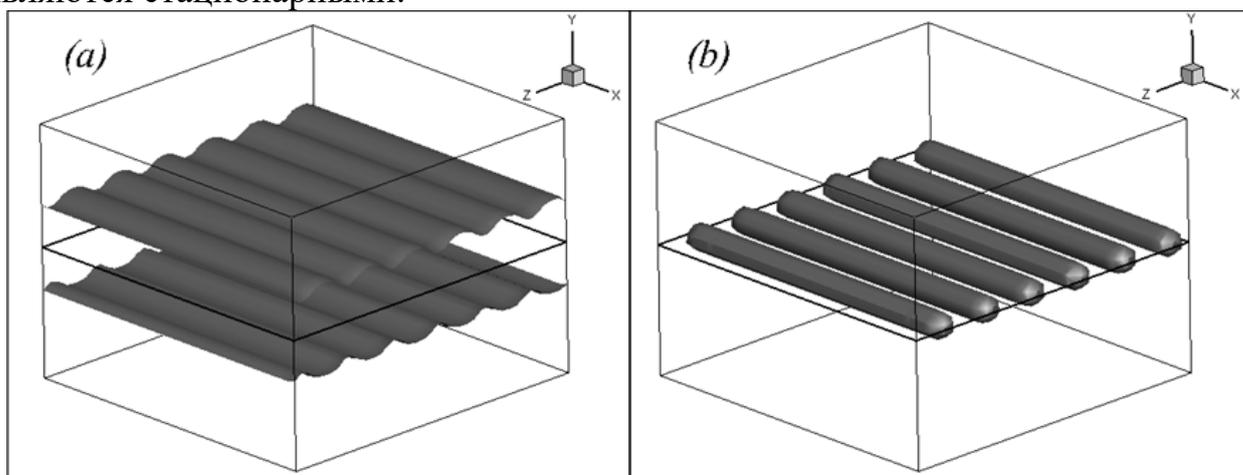


Рисунок 6. - Изоповерхности температуры ($T=0.5$) типичные для двойных ячеистых племён (a) и "трубок" пламени (b) при щелевой конфигурации противоточных горелок. Расчеты проводились для $Le = 0.3$, $a = 0.5$, $1/\sigma - 1 = 4$ (Рис. 6a), $1/\sigma - 1 = 2.5$ (Рис. 6b).

На рис. 7 приведены безразмерные диаграммы режимов горения в плоскости концентрация топлива / коэффициент растяжения, рассчитанные для различных значений числа Льюиса. Внутри С-образной кривой воспламенения возможно существование непрерывных плоских и ячеистых пламен. При этом область существования плоских пламени (область А на рис. 7.) находится в диапазоне больших коэффициентов растяжения, в то время как на при малых коэффициентах растяжения пламя имеет ячеистую структуру (область В на рис. 7). Запредельно бедные пламена с низким значением числа Льюиса наблюдаются во всем диапазоне коэффициентов растяжения (область С на рис. 7) и имеют вид "трубок" пламени.

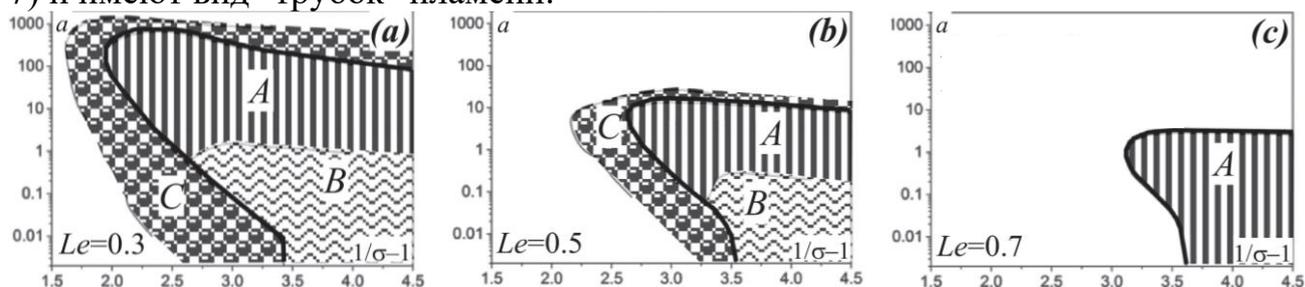


Рисунок 7. Безразмерные диаграммы режимов горения в плоскости коэффициент растяжения / состав смеси, полученные численно для различных значений числа Льюиса. С-образная кривая, внутри которой существуют одномерные решения, обозначена толстой черной линией. Область А – плоское пламя, область В – ячеистое пламя, область С – «трубки» пламени

Предсказания линейного анализа устойчивости совпадают с результатами численного моделирования для градиента скорости и безразмерных концентраций смеси, соответствующих горючей области в плоскости $(1/\sigma-1) / a$. На рис. 8 приведена теоретическая диаграмма режимов, полученная для различных значений числа Льюиса. Видно, что внутри областей, ограниченной С-образной кривой, расположение различных режимов горения, определенное с помощью линейного анализа устойчивости и численного моделирования, совпадает. Теоретический анализ позволяет достаточно точно исследовать влияние числа Льюиса на структуру пламени. Результаты теоретического анализа (рис. 8) качественно согласуются с результатами численного моделирования (рис. 8), для случаев $Le=0.3$ и $Le=0.5$.

В то же время, необходимо отметить, что анализ устойчивости одномерных стационарных решений не в состоянии предсказать расширение пределов существования пламени, связанных со структурой неплоского фронта пламени, потому что одномерная стационарная задача не имеет решения для параметров, находящихся за пределами существования одномерных противоточных пламен.

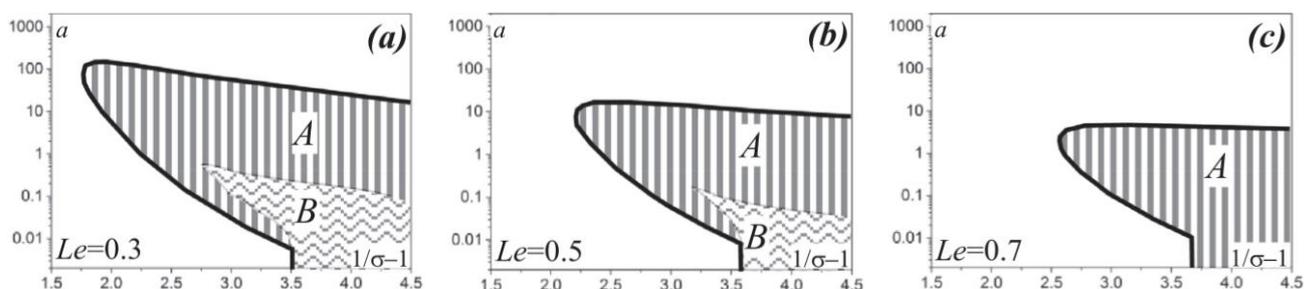


Рисунок 8. Безразмерные диаграммы режимов горения в плоскости коэффициент растяжения / состав смеси, полученные по результатам линейного анализа устойчивости одномерных стационарных решений для различных значений числа Льюиса. Область А – плоское пламя, область В – ячеистое пламя.

Экспериментальные [С. Kaiser et al, 2000] и численные результаты, полученные в рамках предложенной модели, согласуются в выводе о расширении пределов существования двойных растяженных племён с низкими числами Льюиса, обусловленном формированием неплоской пространственной структуры волны горения. Численное моделирование, позволило описать основные особенности горения в противоточных щелевых горелках, но не способно дать детального объяснения. Это можно объяснить такими неучтенными факторами, как потери тепла в корпуса горелок, химическая кинетика, эффект плавучести, тепловое расширение газа, гидродинамическая неустойчивость и переход к турбулентности. Если первые два фактора могут быть включены в диффузионно-тепловую модель, то описание остальных эффектов выходит за рамки модели, предполагающей фиксированное поле течения. Полученные численные результаты и их сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными данными [С. Kaiser et al, 2000] позволяют предположить, что диффузно-тепловая неустойчивость и радиационные теплотери являются основными механизмами, определяющими пространственную структуру пламени. В то же время, неучтенные в рамках редуцированной модели факторы, такие как естественная конвекция, потери тепла в конструктивные элементы горелки и др., могут частично подавлять указанные механизмы и препятствовать их проявлениям.

В четвертой главе приведены результаты экспериментальных и численных исследований растяжённых предварительно перемешанных пламен, стабилизированных в плоском канале с теплопроводящими стенками. В *разделе 4.1.* содержатся результаты экспериментальных работ, проведенных на разработанной и запатентованной автором противоточной щелевой горелке, которая позволяет экспериментально исследовать горение как предварительно перемешанных, так и диффузионных пламён при малых коэффициентах растяжения в условиях нормальной гравитации. Эксперименты продемонстрировали существование двух принципиально различных устойчивых режимов горения: «удаленное пламя» и пламя вблизи застойной зоны. На диаграмме коэффициент растяжения / коэффициент избытка топлива были определены области существования обнаруженных режимов горения, а

также границы существования пламени. Было показано, что форма границы пределов существования пламени, стабилизированного в канале, отличается от С-образной кривой, характерной для обычных растяженных пламен.

Эксперименты проводились на установке, состоящей из противоточной горелки, регуляторов массового расхода газа с блоком управления, подключенным к персональному компьютеру. В качестве противоточных горелок были использованы щелевые горелки, установленные горизонтально друг напротив друга на расстоянии $2L=50$ мм, размер каждой щели 40×5 мм. В каждой горелке было проделано по два шлица для установки кварцевых пластин таким образом, чтобы образовался плоский канал. Размеры кварцевых пластин - 50×50 мм, толщина – 1.4 мм. Для создания однородных потоков газа в корпус горелок были засыпаны керамические шарики диаметром ~ 1 мм, которые были прикрыты четырьмя слоями сетки из нержавеющей стали. Для поддержания постоянной температуры входящего газа использовалась система водяного охлаждения, закрепленная на корпусе горелки. В результате, начальная температура свежей смеси не превышала 50 °С. Для того, чтобы температура входящего газа была всегда постоянной, на корпусе горелок была смонтирована система охлаждения. Для контроля температуры и определения стационарного состояния системы в центре одной из кварцевых пластин была закреплена хромель-алюмелевая термопара, показания которой считывались с контроллера. Точность измерения температуры ± 1 °С, использовались термопарные контроллеры Omron E5CB. Сверху и сбоку от горелки были установлены цифровые фотокамеры. На Рис. 9 представлена схема экспериментальной противоточной горелки.

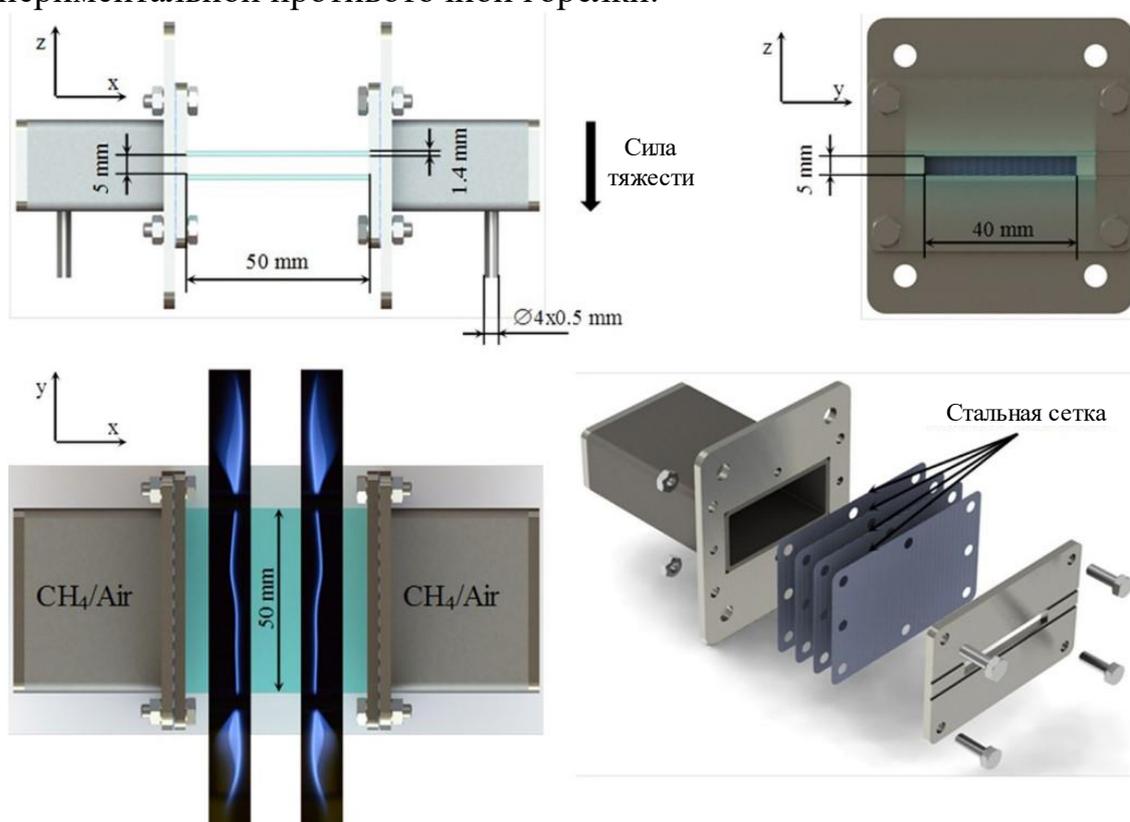


Рисунок 9. Схема экспериментальной противоточной горелки.

В качестве горючей смеси была использована предварительно перемешанная бедная $0.6 \leq \phi \leq 0.8$ метано-воздушная смесь. Определение предела горения осуществлялось согласно следующей процедуре: устанавливался постоянный расход горючей смеси с коэффициентом избытка топлива $\phi = 0.8$ на входе горелки и смесь поджигалась. Далее в течение нескольких минут устанавливался стационарный режим горения, который определялся по показанию термопары, установленной в центре нижней пластины на внешней поверхности. После установления стационарного режима входящая смесь обеднялась на величину $\Delta\phi = 0.01$, устанавливался новый стационарный режим, и смесь снова обеднялась. Это повторялось до тех пор, пока пламена не погасали. После чего задавалась новая скорость потока при $\phi = 0.8$, и вся процедура повторялась.

В работе были определены пределы существования пламени в диапазоне коэффициентов растяжения от 44 до 10 с^{-1} . Коэффициент растяжения $a = V_0/L$ определялся как отношение начальной скорости свежей смеси на входе в канал V_0 к половине расстояния между горелками L . В ходе эксперимента были выявлены различные режимы горения. Так при сравнительно высоких значениях $\sim 0,8$ коэффициента избытка топлива и $\sim 40 \text{ с}^{-1}$ пламена стабилизировались вдали от застойной зоны. Однако с уменьшением коэффициента избытка топлива (при фиксированном параметре растяжения) расстояние между пламенами уменьшалось. При некотором критическом значении ϕ фронты пламени сдвигались вниз по потоку и стабилизировались вблизи застойной зоны. Фронт пламени при этом оставался плоским и непрерывным. Дальнейшее уменьшение коэффициента избытка топлива вело к уменьшению расстояния между пламенами, и при некотором значении ϕ происходило гашение.

На рис. 10 слева показано расположение режимов горения, выявленных в ходе эксперимента, на плоскости коэффициент растяжения / коэффициент избытка топлива. На рис. 10 справа показаны фотографии плоского пламени вблизи застойной зоны (верхнее) и удаленного плоского пламени (нижнее). Как видно из рисунка 10, режим «ВС», отмеченный сплошными кружками, существует в широкой области параметров. Данный режим существует, если коэффициент растяжения превышает 30 с^{-1} . Ниже этой границы были обнаружены колебания пламени (область D на Рис. 10), однако предполагается, что колебания обусловлены влиянием горелок, расположенных в непосредственной близости от фронта пламени. Вследствие чего возникают дополнительные теплотери.

Как видно на рис. 10 кривая предела воспламеняемости, полученная в экспериментах в условиях микрогравитации, образует классическую S-образную кривую. Данные, полученные в настоящих экспериментах при малых коэффициентах растяжения ($a < 30 \text{ с}^{-1}$), дают форму кривой пределов воспламеняемости, отличную от классической S-образной кривой. Автор предполагает, что данное явление связано с эффектами, вызванными теплообменом, когда тепло от продуктов сгорания возвращается в несгоревшую

смесь через теплопроводящие стенки канала. Теплообмен между горячими пластинами и несгоревшей смесью приводил к увеличению скорости горения, что может объяснить наблюдаемое смещение положения пламени вверх по потоку по сравнению с расположением пламени в отсутствие кварцевых пластин. С другой стороны, в области, где пламена стабилизировались вблизи застойной зоны, температура в центре пластины была около 150–200 °С, и в этом случае рециркуляция тепла через пластины была незначительной. Сужение пределов существования по сравнению со свободными растяженными пламенами объясняется наличием теплотерь с поверхности стенок канала во внешнюю среду. Также при высоких и средних значениях градиента скорости отток тепла в стенки канала выполняет роль дополнительных теплотерь.

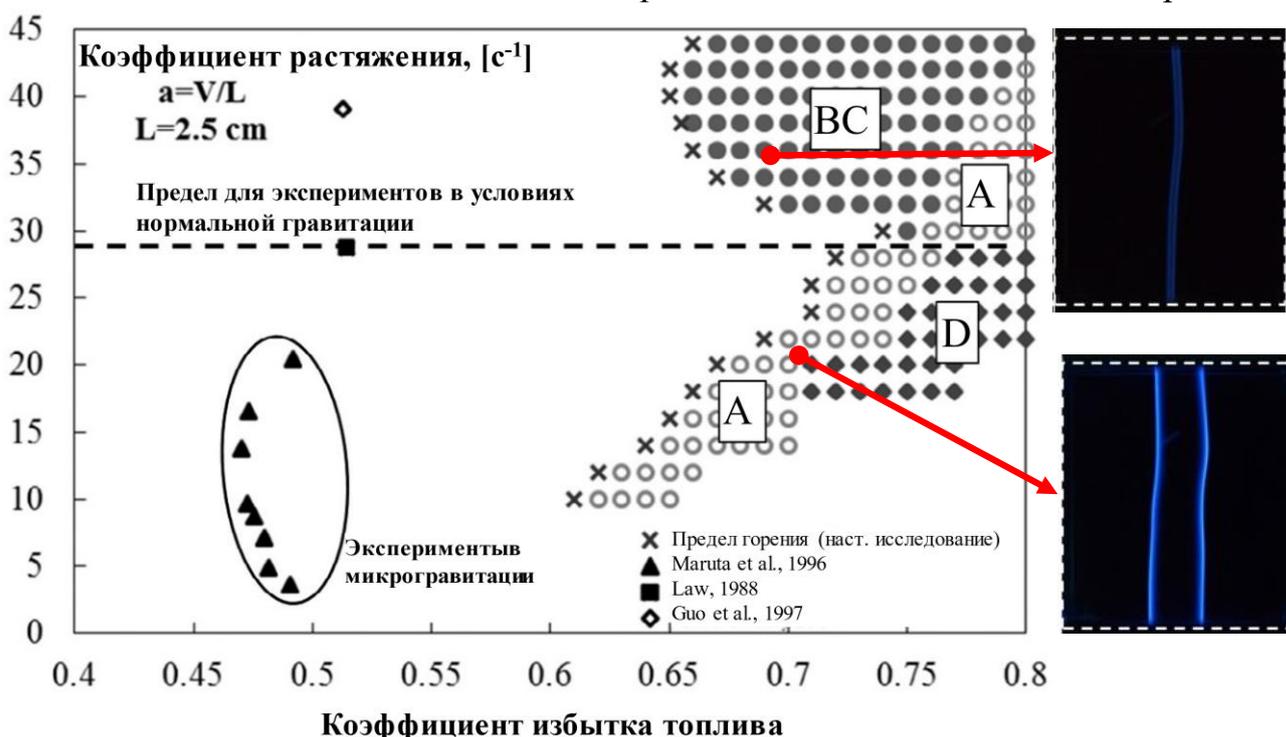


Рисунок 10. Диаграмма режимов горения в плоскости коэффициент растяжения / коэффициент избытка топлива. Крестиками обозначена граница пределов существования пламен, стабилизированных в канале, область А (пустые кружки) – плоское удаленное пламя, область ВС (заполненные кружки) – плоское пламя вблизи застойной зоны, область D (заполненные ромбы) – пульсации пламени.

В разделе 4.2. была предложена упрощенная математическая модель, описывающая предварительно перемешанные противоточные пламена, стабилизированные в узком зазоре между двумя теплопроводящими пластинами. В рамках разработанной модели выполнено численное моделирование стационарных состояний растяженных пламен и определены области параметров, соответствующие устойчивому горению. Результаты численного моделирования качественно согласуются с данными эксперимента, описанного в разделе 4.1. В частности, численно получена ε-образная форма границы области существования горения в плоскости концентрация топлива /

параметр растяжения, которая отличается от С-образной кривой, соответствующей противоточным пламёнам в открытом пространстве. Анализ численных результатов позволил выявить механизмы гашения пламени на разных ветвях кривой пределов горения.

Схема растяженных пламен, стабилизированных в плоском канале, приведена на Рис. 11. Топливо-воздушная смесь подается в зазор между двумя теплопроводящими пластинами через два прямоугольных встречно направленных сопла, расположенных при $x=\pm L$. Вблизи застойной зоны ($x=0$) формируются два встречных предварительно перемешанных пламени. Продукты горения покидают систему через открытые торцы канала вдоль оси u . Для численного анализа этой системы были сделаны следующие упрощающие допущения: ламинарное течение, одностадийная экзотермическая реакция Аррениусовского типа с одним реагентом, бедная топливо-воздушная смесь, постоянные теплофизические параметры. Для приведения задачи к одномерной постановке применялось усреднение по оси z .

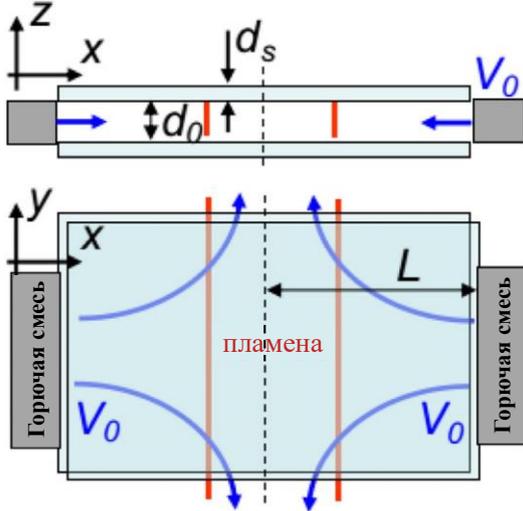


Рисунок 11. Схема плоского канала с теплопроводящими стенками.

При этих предположениях определяющие уравнения аналогичны уравнениям для обычных одномерных противоточных пламен, за исключением дополнительного уравнения для температуры стенок (θ) и линейных членов, описывающих межфазный теплообмен. Система одномерных уравнений, описывающая горение растяженных пламен в канале включает в себя уравнения на температуру газа (T) и температуру стенок канала (θ), а также на концентрацию недостающего компонента свежей смеси (C). В безразмерных переменных эти уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - ax \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \Omega_g(T - \theta) - h(T^4 - \sigma^4) + (1 - \sigma)W(T, C) \quad (8)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \Omega_s(T - \theta) \quad (9)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - ax \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - W(T, C). \quad (10)$$

Здесь T и θ – безразмерные температуры газа и стенки в единицах адиабатической температуры пламени T_b ; C – безразмерная концентрация недостающего компонента смеси в единицах C_0 (значение для свежей смеси); $a=V_0/L$ – безразмерный коэффициент растяжения (градиент скорости), равный отношению абсолютной величины скорости газа на выходе из сопла (V_0) к половине расстояния между соплами (L). Скорость измеряется в единицах ламинарной скорости горения U_b , расстояние - в единицах тепловой толщины

пламени, которая определяется как $l_{th} = D_{th}/U_b$, где D_{th} – коэффициент температуропроводности смеси. Безразмерное время измеряется в единицах $t_{th} = D_{th}/U_b^2$. $Le = D_{th}/D_{mol}$ – число Льюиса, а $k = D_s/D_{th}$, где D_{mol} – коэффициент молекулярной диффузии топлива, D_s – коэффициент температуропроводности стенок канала. Выражения для коэффициентов теплообмена Ω_g и Ω_s следуют из обезразмеривания и усреднения по оси z и могут быть записаны как $\Omega_g = 2Nu/Pe^2$, $\Omega_s = s\Omega_g$, $s = d_0\rho_g c_{pg}/d_s\rho_s c_{ps}$, где $Nu = \alpha d_0/\lambda$ – число Нуссельта, α – коэффициент теплоотдачи, а $Pe = U_b d_0/D_{th}$ – число Пекле, характеризующее безразмерный поперечный размер канала. Остальные обозначения в приведенных выше выражениях: d_0 – ширина канала, d_s – толщина стенки канала, ρ – плотность, c_p – удельная массовая изобарная теплоемкость, λ – коэффициент теплопроводности. Нижние индексы g и s соответствуют газовой и твердой фазам. Скорость химической реакции имеет следующий вид: $W(T, C) = 2CLe^{-1}(1 - \sigma)^2 N^2 \exp(N(1 - 1/T))$, где $N = T_a/T_b$ – безразмерная энергия активации, T_a – температура активации. Безразмерная температура окружающей среды обозначается как $\sigma = T_0/T_b$. Важно отметить, что для бедных смесей параметр $1/\sigma - 1 = T_b/T_0 - 1 = (T_0 + QY_\infty/c_{pg})/T_0 - 1 = QY_\infty/c_{pg}T_0$ характеризует состав смеси и коррелирует с коэффициентом избытка топлива. Большие значения $1/\sigma - 1$ соответствуют более высокому коэффициенту избытка топлива. Следуя работам, описанным в разделах 2 и 3, безразмерный параметр h , характеризующий интенсивность радиационных теплопотерь, определяется как $h = A(1/\sigma - 1)\exp(N)$, где $A = 3,69 \times 10^{-7}$. Обсуждаемые ниже численные результаты были получены для следующих параметров: $T_a = 15000$ К, $Le = 0.9$, $Pe = 20$, $Nu = 4$, $k = 0.018$, $s = 0.0023$, если не указано иное.

В силу симметрии рассматриваемой противоточной системы, уравнения (8)-(10) рассматриваются на интервале $[0, L]$ с граничными условиями:

$$\text{при } x=L \text{ (вход): } T=\theta=\sigma, C=I; \quad (11)$$

$$\text{при } x=0 \text{ (ось симметрии): } \partial T/\partial x = \partial \theta/\partial x = \partial C/\partial x = 0. \quad (12)$$

Численное исследование рассматриваемой задачи включало в себя две стадии. На первом этапе определялись стационарные ($\partial/\partial t=0$) решения уравнений (8)-(10) с граничными условиями (11), (12). На втором этапе исследовалась линейная устойчивость полученных стационарных решений по отношению к малым одномерным возмущениям. Для нахождения стационарных решений дифференциальные уравнения дискретизировались двумя разностными схемами: схемой с разностями против потока и центрально-разностной схемой. Полученная система нелинейных алгебраических уравнений решалась демпфированным методом Ньютона. Для нахождения всех ветвей решения, в том числе неустойчивых, и решения задачи вблизи точек поворота, соответствующих пределам горения, был применен усовершенствованный метод длины дуги [Giovangigli, 1987].

Сходимость используемых численных методов тестировалась путем расчетов на последовательности сгущающихся сеток. В частности, было обнаружено, что положения пламени и температуры, рассчитанные для $1/\sigma - 1 =$

4.56 на сетках с разрешением не менее 10 точек на тепловую толщину (l_{th}) отличаются менее чем на 1,5 %. Все представленные ниже результаты были получены на равномерных сетках с 10–30 узлами на l_{th} .

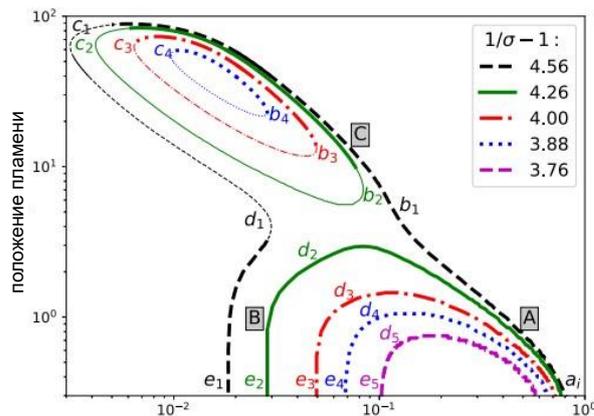


Рисунок 12. Безразмерные зависимости положения фронта (сверху) и температуры (снизу) пламени от коэффициента растяжения (a), рассчитанные для $Pe=20$, $L=100$ при различных значениях параметра $1/\sigma-1$. Толстые линии соответствуют устойчивым решениям, тонкие линии - неустойчивым.

соответствует режиму “нормального пламени” (normal flame - NF), а ветвь $e_1d_1c_1$ представляет режим “слабого пламени” (weak flame - WF). Обеднение смеси (уменьшение $1/\sigma-1$) приводит к разделению решения на две несвязанные ветви $e_i d_i a_i$ и $b_i c_i$, $i=2,3,4$. Ветвь $b_i c_i$ является аналогом режима “удаленного пламени” (distant flame - DF), а $e_i d_i a_i$ — пламя вблизи застойной зоны (near-stagnation flame - NSF). С дальнейшим уменьшением значения параметра $1/\sigma-1$ ветвь $b_i c_i$ пропадает, в то время как режим NSF по-прежнему представлен ветвью $e_5 d_5 a_5$.

На рис. 13, показаны результаты расчетов пределов горения, выполненные для каналов с различными поперечными размерами, представленными числами Пекле (Pe). Увеличение зазора между пластинами (увеличение сила Пекле) приводит к ослаблению межфазного теплообмена и, следовательно, к уменьшению влияния стенок канала на растяженное пламя. Кривая пределов горения в этом случае приближается к С-образной кривой, рассчитанной для обычных противоточных пламен и изображенной на рис. 13 пунктирной линией. Наоборот, сужение канала приводит к интенсификации теплообмена. Как обсуждалось выше, при больших параметрах растяжения эта интенсификация проявляется в усилении теплоотвода к стенкам, а в области малых a рециркуляция тепла становится более эффективной. Это объясняет сужение верхнего полуострова ($a_2 a_5 e_5 b_3$) и расширение нижнего полуострова

На Рис. 12 приведены безразмерные зависимости положения (x_f) пламени от коэффициента растяжения (a), рассчитанные при различных значениях параметра $1/\sigma-1$, характеризующего состав смеси. Чем больше значение параметра $1/\sigma-1$ тем больше коэффициент избытка топлива. Положение фронта пламени $0 \leq x_f \leq L$ определяется как положение максимального тепловыделения. Толстыми и тонкими линиями на Рис. 13 отмечены устойчивые и неустойчивые ветви решений, соответственно. В случае противоточных пламен в канале существуют те же режимы горения, что и в случае растяженных пламен в свободном пространстве между горелками. При относительно больших значениях $1/\sigma-1$ ветвь $a_1 b_1 c_1$

($b_3b_4c_4$) ε -образной кривой существования пламени с уменьшением числа Пекле.

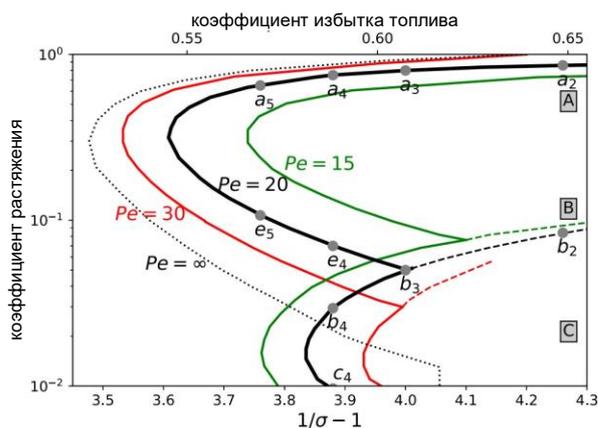


Рисунок 13. Пределы горения, рассчитанные для $L = 100$ и различных значений числа Пекле (Pe).

Кривая воспламенения, полученная численно (черная кривая на Рис. 13), находится в хорошем качественном согласии с экспериментальными результатами, представленными на Рис. 10. Тем самым, можно предположить какие физические механизмы определяют поведение пламени при различных значениях параметров. Пределы гашения, вызванные растяжением (ветвь a_2a_5 на Рис. 13) и потерями тепла ($e_5e_4b_3$), являются прямыми аналогами верхней и нижней частей обычной S -образной кривой. В области параметров, ограниченной кривой

$a_2a_5e_5b_3b_2$, пламя стабилизируется вблизи застойной зоны и его поведение в основном определяется теми же механизмами, что и поведение обычных растяженных пламен. Влияние стенок канала в этой области параметров сводится к дополнительным потерям тепла из зоны реакции. В отличие от обычных противоточных пламен, в диапазоне малых коэффициентов растяжения и относительно бедных смесей (область $b_2b_3b_4c_4$) существование пламени становится возможным лишь благодаря рециркуляции тепла через стенки канала. Более того, как численные, так и экспериментальные результаты сходятся в заключении, что расстояние между пламенами в этом диапазоне параметров является значительным.

В заключении представлены основные результаты работы:

1. В рамках линейного анализа устойчивости стационарных растяженных пламен к малым пространственным возмущениям определены области параметров (коэффициент растяжения, состав смеси, число Льюиса) при которых возможно устойчивое горение, образование ячеек на поверхности и пульсации пламени. Анализ выполнен для диапазона изменения параметра растяжения $10^{-4} \leq a \leq 200$, состава смеси $1.8 \leq 1/\sigma - 1 \leq 5$ и числа Льюиса $Le = 0.3$.
2. Выполнено численное моделирование пространственных структур растяженного пламени, стабилизированного в пространстве между двумя щелевыми горелками. По результатам численного моделирования были выявлены различные режимы горения: плоское пламя, ячеистое пламя и «трубки» пламени. Построены области существования режимов горения на диаграмме параметр растяжения / состав смеси. Численное моделирование выполнено для диапазона изменения параметра растяжения $10^{-4} \leq a \leq 200$, состава смеси $1.8 \leq 1/\sigma - 1 \leq 5$ и числа Льюиса

$0.3 \leq Le \leq 0.9$. Выполнен сравнительный анализ результатов численного моделирования с результатами линейного анализа устойчивости и данными экспериментов, которое показало качественное согласие в расположении областей существования различных режимов горения на диаграммах параметр растяжения / состав смеси.

3. Экспериментально исследованы пределы существования и режимы горения двойных растяженных противоточных метано-воздушных пламен при малых значениях коэффициента растяжения в условиях земной гравитации. Эксперименты выполнены на щелевой противоточной горелке с плоским каналом, специально разработанной для выполнения экспериментов. В ходе экспериментов были выявлены два устойчивых режима горения: пламя вблизи застойной зоны и “удаленные” пламена. Установлено, что переход от одного режима к другому происходит скачкообразно. Экспериментально определены области существования режимов горения на плоскости параметр растяжения / коэффициент избытка топлива. Показано, что форма кривой пределов распространения имеет ϵ -образную форму и характеризуется расширенным диапазоном существования растяженных пламен в области малых параметров растяжения по сравнению с C-образной кривой, ограничивающей область существования горения противоточных пламен в свободном пространстве между щелевыми горелками.
4. Разработана двухтемпературная математическая модель, описывающая двойные растяженные пламена предварительно перемешанных смесей газов, стабилизированных в плоском канале с теплопроводящими стенками. В рамках предложенной модели численно исследованы стационарные решения и их линейная устойчивость по отношению к малым одномерным возмущениям. Определены область пределов существования пламени, имеющую ϵ -образную форму, в плоскости коэффициент растяжения / состав смеси и получено качественное согласие численных результатов с данными экспериментов. Установлено, что механизмами гашения пламени на верхней ветке кривой пределов горения является растяжение пламени, а на средней ветке и нижнем полуострове кривой воспламенения пределы воспламенения определяются, соответственно, радиационными потерями тепла, ослаблением рециркуляции тепла через теплопроводящие стенки горелки и отводом тепла от пламени к корпусу горелки.

Содержание диссертации отражено в следующих работах в рецензируемых научных изданиях из списка, рекомендованного ВАК:

1. **Mokrin S.**, Fursenko R., Minaev S. Thermal-diffusive stability of counterflow premixed flames at low Lewis numbers // *Advanced Materials Research*. – 2014. – Vol. 1040. – P. 608–613.
2. **Mokrin S.**, Fursenko R., Minaev S. Pulsating instability of large Lewis number counterflow premixed flames // *Proceedings of 10th Asia-Pacific*

- Conference on Combustion ASPACC 2015, Beijing, China [Electronic resource]. – 2015. – P. 1-6 (paper 317).
3. **Mokrin S.N.**, Odintsov E.S., Uriupin G.V., Tezuka T., Minaev S.S., Maruta K. Flammability limit of moderate- and low-stretched premixed flames stabilized in planar channel // *Combustion and Flame*. – 2017. – Vol. 185. – P. 261–264.
 4. Fursenko R., **Mokrin S.**, Minaev S., Maruta K. Diffusive-thermal instability of stretched low-Lewis-number flames of slot-jet counterflow burners // *Proceedings of the Combustion Institute*. – 2017. – Vol. 36, Issue 1. – P. 1613–1620.
 5. Fursenko R., **Mokrin S.**, Minaev S. Stationary combustion regimes and extinction limits of one-dimensional stretched premixed flames in a gap between two heat conducting plates // *Proceedings of the Combustion Institute*. – 2019. – Vol. 37, Issue 2. – P. 1655–1661.
 6. **Mokrin S.**, Sharaborin D., Odintsov E., Uriupin G., Minaev S. Stretched flame behavior in a planar meso-scale channel with heat conducting walls // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1369, Issue 1. – Paper № 012039.
 7. **Mokrin S.**, Fursenko R., Minaev S., Maruta K. Experimental study of premixed twin flames in the planar duct // // *Proceedings of 12th Asia-Pacific Conference on Combustion ASPACC 2019, Fukuoka, Japan* [Electronic resource]. – 2019. – P. 1–4 (paper 1418).