

В. Н. Крыжановский, Ю. В. Крыжановский

**ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
КОНТРОВЕРЗНОЙ ТЕОРИИ
ГОРЕНИЯ**

Київ
«Освіта України»
2011

УДК 539.91.01
ББК 24.54
К85

К85 Крыжановский В. Н.

Феноменологические основы контроверзной теории горения: монография / В. Н. Крыжановский, Ю. В. Крыжановский. — К.: Освіта України, 2011. — 176 с.

ISBN 978-966-188-200-2

Определены методологические предпосылки развития контроверзной теории горения. Представлены экспериментальные исследования, положенные в основу феноменологического уровня теории горения. Представлен математический аппарат новой теории горения, который может быть использован для технических расчетов и создания баз данных с последующим их анализом. Даны схемы новейших конструкций горелочных устройств и камер сгорания.

Книга рассчитана на физиков, изучающих процессы горения, и инженеров, работающих в области горения.

УДК 539.91.01
ББК 24.54

ISBN 978-966-188-200-2

© В. Н. Крыжановский,
Ю. В. Крыжановский, 2011

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
Введение	7
Условные обозначения	11
Основные формулы	12
ГЛАВА 1. Состояние вопроса и задачи теории горения	14
ГЛАВА 2. Существующие оценки состояния теории горения	28
2.1. Состояние теории кинетического горения	28
2.2. Модели и теории турбулентного горения	28
2.3. Состояние теории ламинарного горения	34
2.4. Обоснование разработки феноменологической теории горения	35
ГЛАВА 3. Анализ влияния внешних факторов на интенсивность турбулентного факела	37
3.1. Определение феноменологических свойств объекта исследо- вания	37
3.2. Влияние турбулентности на интенсивность горения факела	41
3.3. К вопросу о длине турбулентного факела; расчет длины камеры сгорания	51
3.4. Результаты феноменологического исследования турбу- лентного горения	56
ГЛАВА 4. Экспериментальные исследования и разработка феноменологических основ теории ламинарного горения	59
4.1. Постановка задачи	59
4.2. Методика исследований и обработка результатов	61
4.3. Феноменологическая структура и ширина ламинарного фронта пламени	69

4.4. Расчет ширины ламинарного фронта пламени	77
4.5. Расчет характеристик $U_{н}$, $\lambda_{н}$, $\omega_{н}$ и максимально достижимой теплонпряженности при разных начальных параметрах смеси	92
4.6. Результаты экспериментальных исследований и некоторые выводы феноменологической теории	96

ГЛАВА 5. Феноменологические характеристики горения как выражение суммарных свойств химической кинетики во фронте пламени 98

5.1. Доказательство независимости химической кинетики от характеристик турбулентности при горении гомогенной смеси	98
5.2. Элементы структуры ламинарного фронта пламени и их химическая интерпретация.	106
5.3. Некоторые общие черты механизма горения углеводо- родов в ламинарном фронте пламени.	112

ГЛАВА 6. Некоторые прикладные задачи теории горения 115

6.1. Феноменологические исследования образования окси- дов азота при горении газов	115
6.2. Сравнительные характеристики кинетического и микро- диффузионного механизмов горения	128
6.3. Вопросы оптимизации и расчета диффузионных газо- горелочных устройств	137

ГЛАВА 7. Универсальная технология сжигания топлив 145

7.1. Методологический аспект при проектировании горелоч- ных устройств	145
7.2. Анализ круглых газовых горелок	149
7.2.1. Горелки с периферийной подачей газа	149
7.2.2. Горелки с центральной подачей газа	152
7.3. Использование аналогий при проектировании жидко- топливных горелочных устройств	156
7.3.1. Перспективные камеры сгорания летательных аппаратов. . .	156
7.3.2. Перспективные жидко-топливные и комбиниро- ванные горелки	163
7.4. Выводы к седьмой главе.	165
<i>Литература</i>	167

«Истина сокрыта всецело в лоне божества, для нас сомнение и исследование – единственное благо среди всех тех заблуждений и горестей, которые нас окружают».

Пьер Шаррон

«В процессе физических исследований все, что может быть измерено, должно быть измерено, а то, что не может быть измерено, должно быть представлено таким образом, чтобы его можно было измерить».

Галилей

«Ученые вправе обсуждать только то, что поддается эмпирическому испытанию».

Вернер Гейзенберг

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта работа представляет собой синтез фундаментальных научных исследований с завершенной феноменологической картиной и решений соответствующих прикладных задач. Мы считаем, что описанный в книге пример развития теории горения является очень показательным с точки зрения методологической оптимизации познавательных процессов и точного переноса этих методов для решения различных прикладных задач.

В этой работе на примере теории горения продемонстрирована основная технология или алгоритм научной работы:

- наблюдение конкретных объектов (естественных или искусственных) как можно шире и детальней;
- изучение эмпирического материала со всей доступной полнотой и хронологической глубиной;
- изучение развития и общего состояния теории вопроса и ее конечного главного состояния: степень определенности, связь с практикой;
- изучение состояния теорий, соприкасающихся с центральной проблемой данной теории (если она сформулирована) в каких-либо аспектах;
- построение методологической структуры развития науки в данной области до данного периода;
- методологическая оценка полученных результатов с позиций участников исследований и своя методологическая оценка;
- анализ методологического подхода и определение методологической программы.

Задачу, поставленную здесь, можно сформулировать следующим образом: в большей степени раскрыть методологию (частную методологию) построения контroversной теории горения. Актуальность именно этой задачи основана на том, что непосредственно конкретные физические результаты

теории горения будут долгое время восприниматься неадекватно, внедряясь в общую научную картину. Судя по всему, все это время она будет рассматриваться как еще одна «теория», может быть, равноценная, а, может, – «упрощенная» по сравнению с традиционными представлениями.

Однако, представленная этой теорией взаимосвязь всех фундаментальных характеристик процесса горения и практическая эффективность не только выше существующих направлений, но и дает физически адекватную картину природы явления и устанавливает неизвестные ранее законы и сохраняющиеся характеристики и универсальные взаимосвязи.

В общем, пример развития теории горения показывает, что прикладная методология, основанная на онтологии и физических особенностях взаимодействия материи на разных уровнях, позволяет очистить путь исследований (в том числе, экспериментальных) и построения проверенных гипотез со значительно меньшими затратами на рассмотрение спекулятивных вариантов и обеспечить эффективное решение практических задач максимально экономно и точно.

Математический аппарат новой теории горения, представленный здесь, может служить пособием для создания справочной базы с последующим сравнительным анализом.

Противоречивость традиционных направлений теории физического процесса и явления служит достаточным основанием для разработки феноменологической контрроверзной теории. Необходимость разработки такой теории можно рассматривать как элемент новой научной культуры и этики.

В 1964 г. Крыжановский Владимир Николаевич приступил к решению актуальных тогда прикладных задач, связанных с предельной интенсификацией процесса горения в камерах сгорания газотурбинных двигателей.

Несоответствие методов расчета результатам испытаний указывало на необходимость проведения дополнительных экспериментов и пересмотра основных положений теории горения того времени. В I–V главах изложены основные результаты этой работы Крыжановского В. Н.

В VI–VII главах демонстрируется изложенный выше методологический подход к исследованию процессов горения для решения актуальных прикладных задач, связанных с экологией и расчетом устройств для сжигания газового и жидкого топлива (камер сгорания ГТД, горелок разного назначения и т. д.). В разработке этого направления и промышленном внедрении результатов я участвую с 1998 года.

Огромную благодарность и признательность я выражаю своему отцу, Крыжановскому Владимиру Николаевичу, которому я обязан возможностью свободно работать и свободно размышлять обо всем, что меня интересует, будучи уверенным, что мои интересы имеют какую-либо социальную и духовную ценность.

Юрий Крыжановский

ВВЕДЕНИЕ

В названии этой книги используется два словосочетания: «феноменологическая основа» и «контroversная теория»; этим обращается внимание читателя на методологический аспект в процессе познания физического явления на каждом этапе от начала наблюдения до построения физической теории. Задача исследователя создавать не просто теорию, а именно контroversную теорию, то есть, такую, которая опровергает все принятые ранее. Такой принцип обеспечивает постоянную проверку существующих теорий при каждой «надстройке» ее результатами, полученными в процессе каждого нового исследования.

Согласно материалистической методологии познание движется от явления к сущности и от сущности первого порядка к сущности второго порядка и т.д. Теория начинается с феноменологического описания объекта на макроуровне; именно на этом этапе выявляется сущность первого порядка. Основным требованием к эмпирическому базису является его полнота, при которой обеспечивается раскрытие сущности объекта, выражающейся в сохраняющихся величинах. Путь построения теории определяется в результате анализа диалектики понятий сохранения и изменения применительно к реальной структуре объекта. Дальнейшее развитие теории осуществляется на основе взаимно интерпретируемых сущностей объекта на макро- и микроуровне.

Правильный выбор объекта исследования с дальнейшей разработкой феноменологической теории объекта с определением степени влияния всех факторов должен сопровождаться определением горизонта познания, чтобы избежать «вкрапления» множества гипотез в теорию и физическую интерпретацию констант.

Практическая ценность – критерий методологической обоснованности постановки задачи, а математический аппарат без эмпирических «доводочных» коэффициентов – признак его адекватности физической сущности процесса.

Методология и частная методология определяет задачи в каждом из этапов познания и направлений деятельности своим влиянием на точность постановки прикладных задач, теоретическое обоснование значимых факторов и экспериментальную проверку их влияния на результат. Методологическое обоснование прикладной задачи должно указывать ее место в иерархической цепи для более общей задачи на каждом уровне. Результат методологически обоснованного эксперимента должен быть предсказуем точно на основании гипотезы, которую он призван подтвердить. В противном случае эта гипотеза должна быть отброшена навсегда. На данном этапе познания можно использовать результат такого эксперимента для выдвижения новой гипотезы,

однако проверка новой гипотезы осуществляется другим методологически обоснованным экспериментом, т. е. таким в котором определено влияние всех факторов на процесс. Соответственно, для каждого процесса может быть только один методологически обоснованный эксперимент.

Общая методология, призванная решать задачи оптимальной целесообразности в социальных отношениях и в отношениях между обществом и отдельным субъектом, имеющая инструменты в виде набора частных методологических программ проверяется только практикой и историей развития тех или иных отношений.

Обязательная постоянная связь в процессе формулировки прикладных задач, выдвижения гипотезы и подготовки эксперимента может быть проиллюстрирована следующим образом (рис. 1).

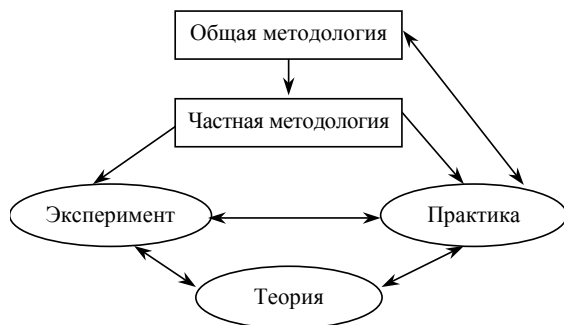


Рис. 1. Место методологии в развитии науки

Эта книга рассказывает о создании новой теории горения, которая опровергла все существующие до нее взгляды и гипотезы и, кроме методологической важности анализа своего развития, она имеет большое прикладное значение. Приведенной на рис. 2 диаграммой можно проиллюстрировать внутренние связи теории горения с эмпирической базой и решением практических задач.

В этой книге будет последовательно решаться ряд задач.

1. Дать критическую оценку всех существовавших до сих пор теорий горения.
2. Обосновать необходимость методологического подхода к решению физических задач.
3. Определить объекты исследования в теории горения и их феноmeno-логические характеристики.
4. Определить взаимосвязи между характеристиками, анализ влияния разных факторов (в том числе степени турбулентности) на эти характеристики.

5. Получить ряд физических констант процесса горения и дать их интерпретацию.
6. Описать эксперименты, в том числе по исследованию образования оксидов азота, и представить найденные закономерности.
7. Вывести оптимальную элементарную ячейку диффузионного факела.
8. Привести основные топологические схемы и конструкции топливосжигающих устройств, полученные с помощью математического аппарата новой теории горения.

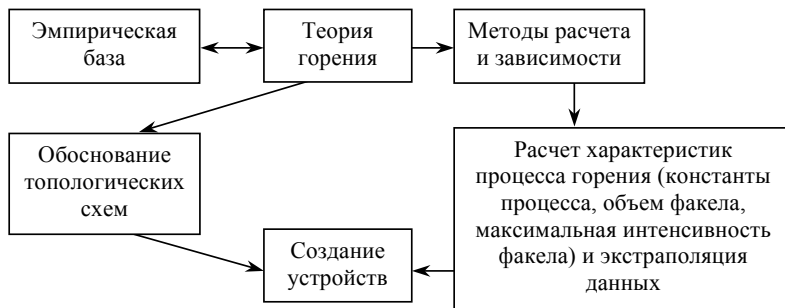


Рис. 2. Внутренние связи теории горения

50 лет назад, когда начиналась эта работа, вопрос стоял чисто в практическом аспекте. Требовалось выяснить возможность интенсификации процесса горения и ее возможные пределы.

Поэтому начальный период формирования моих принципов рассматривался, используя только те данные, которые были на то время и которые оказались достаточными для выдвижения на первый план прикладной методологии и физических концепций, которые легли в ее основу.

Научная сторона исследования процесса горения и его основного объекта – факела, проведенного в последнее время, подтвердили несостоятельность постулатов господствовавших ранее теорий. В то же время, методы расчета, основанные на новой контроверзной теории горения за последние 15 лет, в корне изменили облик и принципы создания топливосжигающих устройств.

Этот пример, по мнению авторов, не может быть единичным и заслуживает его привлечения в качестве аналогии при решении других сложных задач в процессе методологически оптимального познания.

Привлекла внимание алогичность выводов и заключений, которые служили основными гипотезами для построения различных теорий турбулентного горения. Ни разу в традиционных теориях не ставилась задача отыскать константы процесса горения на феноменологическом уровне, например,

определяемые структурой компонентов, независимо от макроскопических характеристик. Игнорировались визуально или фотографически наблюдаемые зависимости для геометрических характеристик факела, как основного и единственно устойчивого объекта исследования теории горения. Например, если разделить фронт пламени большого факела стабилизирующей перфорированной решеткой, сумма площадей поверхности малых факелов будет оставаться постоянной.

В большинстве теорий распространения турбулентного фронта пламени скорость его распространения ставится в зависимость от масштаба турбулентности и скорости турбулентных пульсаций. Как может зависеть число столкновения молекул от числа столкновения молекул? Ведь число столкновений молекул зависит только от температуры (или давления), что лежит в терминологической основе термодинамики.

После детального и замкнутого исследования кинетических факелов для завершения феноменологической картины описания процессов горения были проведены первичные исследования диффузионных газовых факелов. Определена прямая пропорциональность объема диффузионного факела и расхода газа. В частности, при исследовании синей части диффузионного факела определена независимость ее части от диаметра горелки, независимость ее размеров от температуры воздуха, аналогичная кинетическому факелу зависимость характеристик фронта от параметров топлива и окислителя. Сравнение радиации от диффузионного факела показало ее независимость от условий стабилизации.

В заключительных главах книги уделено внимание конструкциям топливо-сжигающих устройств (горелочным устройствам, модульным фронтным устройствам камер сгорания, прямоточным воздушно-реактивным двигателям, тепло-генераторам и т. д.), оптимизированным по всей совокупности требований, исходя из полученных новой теорией закономерностей (без эмпирических коэффициентов) в части расчета оптимальной ячейки диффузионного факела.

Топологические схемы оптимальных топливо-сжигающих устройств реализуют микродиффузионную технологию сжигания топлив, в основе которой лежит оптимизация начального распределения топлива и окислителя в системе автомоделных стабилизаторов.

Микродиффузионная технология в последние годы получила очень большое распространение благодаря своей универсальности, максимальной точности расчетов при решении прикладных задач, а также благодаря максимально возможной в природе, как будет доказано в этой книге, оптимизации процессов горения любых топлив.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

1. Критерии и безразмерные величины:

Re – критерий Пекле;

Re – критерий Рейнольдса;

П – геометрический параметр, зависит от формы устья горелки;

ε – степень турбулизации;

n – константа политропы;

n_{CO_2} – концентрация CO_2 ;

L – число Льюиса-Семенова, $L = D/a$;

L_0 – стехиометрический коэффициент, $\text{м}^3/\text{м}^3$;

S^- – относительный шаг;

α – коэффициент избытка воздуха.

2. Параметры процесса:

U – скорость распространения фронта пламени, м/с;

λ – ширина фронта пламени, м;

ω – объемная интенсивность процесса горения (удельная), с^{-1} ;

V_0 – объемный расход горючей смеси, $\text{м}^3/\text{с}$;

v_0 – скорость горючей смеси, м/с;

v^* – скорость турбулентных пульсаций, $\text{м}^3/\text{с}$;

δ – масштаб дробления молей, м;

l_t – масштаб турбулентности.

3. Физические свойства веществ:

T – температура (горючей смеси), $^{\circ}\text{C}$;

T_r – температура горения (адиабатическая или максимальная), $^{\circ}\text{C}$;

ρ – плотность $\text{кг}/\text{м}^3$;

c_p – теплоемкость изобарная, $\text{кДж}/\text{кг K}$;

a – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$;

D^r – коэффициент самодиффузии при максимальной температуре горения

Λ^r – средняя длина пробега молекул при горении (во фронте пламени), м;

\tilde{v} – средняя скорость молекул при горении (во фронте пламени), м/с;

Q_n – низшая теплотворная способность газа, $\text{кДж}/\text{м}^3$;

Q_v – объемная тепловая напряженность объема горения $\text{кВт}/\text{м}^3$;

J – диффузионный поток, $\text{кг}/\text{м}^2\text{с}$;

W – скорость движения вещества во фронте пламени, м/с.

4. Геометрические размеры:

d_0 – диаметр горелки, м;

β – угол раскрытия струи или факела;

$D_{\text{КС}}$ – диаметр камеры сгорания;

V – объем (горючей смеси), м^3 ;
 $L_{\text{КС}}$ – длина камеры сгорания;
 $L_{\text{ф}}$ – длина факела, м.

5. Индексы:

H – нормальный;
 0 – начальные или нормальные условия;
 L – ламинарный факел;
 T – турбулентный факел;
 Φ – относится к факелу;
 $ХК$ – «холодный конус» (область ламинарного факела);
 ΦP – фронт пламени;
 $ХЯ$ – холодное ядро (область турбулентного факела);
 $ЗГ$ – зона горения (область турбулентного факела);
 $ЛП$ – лимитирующий продукт горения;
 $ЗВ$ – зона выхода камеры сгорания;
 $ЗР$ – зона рециркуляции камеры сгорания;
 $г$ – газ;
 $в$ – воздух;
 $(п)$ – политропный процесс.

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

$$U_H = U_L = const, \lambda_H = \lambda_L = const$$

Удельная объемная интенсивность горения:

$$\omega_{\Phi}^L = \omega_{\Phi}^T = \omega_{\Phi} = const$$

$$\omega_{\Phi}^T = \frac{\Pi \cdot u_H}{l + \Pi \cdot \lambda_H}$$

$$\omega_{\Phi} = 8U_H / [(D_{\text{КС}} - d_{\text{СТ}}) + 4\lambda_H]$$

$$\omega_H^{(n)} = \left(\frac{U_{H(0)}^2}{D_{\text{CO}_2(0)}} \right) \cdot \left(\frac{P}{P_o} \right)^{0,31} \left(\frac{T^r}{T_o} \right)^{-1,95}$$

$Q_{vi}^{\Phi} = \omega_i \cdot Q_H \cdot c$	Теплонапряженность ламинарных факелов горелок различной формы c – объемная доля горючего газа в смеси
--	---

$\omega_1 = \frac{6 \cdot u_n}{d_0 + 6 \cdot \lambda_n}$	Круглая горелка с периферийным зажиганием
$\omega_2 = \frac{6 \cdot u_n}{(d_0 - d_{\phi H}) + 6 \cdot \lambda_n}$	Круглая горелка с центральным зажиганием
$\omega_3 = \frac{4 \cdot u_n}{b + 4 \cdot \lambda_n}$	Щелевая горелка с периферийным зажиганием
$\omega_4 = \frac{2 \cdot u_n}{b + 2 \cdot \lambda_n}$	Щелевая горелка с центральным зажиганием
$\omega_5 = \frac{12 \cdot u_n}{(d_0 - d) + 12 \cdot \lambda_n}$	Круглая горелка с двухсторонним зажиганием
$\omega_6 = \frac{6 \cdot u_n}{2 \cdot r + 6 \cdot \lambda_n}$	Горелка с центральной симметрией произвольной формы (стабилизация – периферийная), r – радиус выносной окружности.

Для двух горелок разных размеров для одной и той же горючей смеси:

$$U_n = \frac{\omega_{F1} \cdot \omega_{F2} (d_{o2} - d_{o1})}{6(\omega_{F1} - \omega_{F2})}, \quad \lambda_n = \frac{\omega_{F2} \cdot d_{o2} - \omega_{F1} \cdot d_{o1}}{6(\omega_{F1} - \omega_{F2})};$$

Ширина фронта пламени:

$$\lambda_n = \frac{D_{CO_2}^r}{U_n}, \quad \lambda_n = \frac{D_{\text{ЛМ}(o)}^r}{U_n} \left(\frac{T}{T_o} \right)^{1,5} \left(\frac{P_o}{P} \right), \quad \lambda_n = \frac{D_{CO_2(o)}^r}{U_{n(o)}} \cdot \left(\frac{T^r}{T_o} \right)^{1,5} \cdot \left(\frac{P}{P_o} \right)^{-0,71},$$

Длина камеры сгорания и длина факела:

$$L_{KC}^{\min} = V / (\omega_{\phi} \cdot F_{KC}) + 2,6 D_{KC}, \quad L_{\phi}^r; \quad v_o m \frac{d_o + 6 \lambda_n}{6 U_n}$$

Физическая интерпретация критерия Пекле:

$$Pe_{\phi} = d_0 \cdot U_n / D^r = d_0 / \lambda_n,$$

$$\overline{S}_{u_i} = \frac{S_{u_i}}{d} = \alpha_r \frac{L_o \pi}{8 K_s \sin \beta (\rho_r / \rho_e)^{0,5}} - \text{универсальный безразмерный конструктивный параметр.}$$

Все существовавшие ранее теории горения, история создания и развития промышленных топливосжигающих устройств подтверждают аксиоматическое доверие к их основным постулатам.

Считалось, что турбулентность интенсифицирует горение. Далее: что фронт пламени – это некая граница с пренебрежимо малой шириной, основным объектом исследований считались скорость распространения ламинарного фронта пламени $U_n = U_l$ и скорость турбулентного фронта пламени U_t , а также разделение NO_x по механизмам их образования и т. д.

Все это привело к тому, что не теория в ее истинном (абсолютном) значении обслуживала интересы промышленности, а эмпирическая доводка моделей, которая является сейчас основной отличительной чертой практически всех направлений использования топливосжигающих устройств.

К сожалению, как будет показано далее, за основу были взяты абсолютно не лучшие модели, а «научным» результатом этого стал бессистемный и бесполезный эмпирический базис на основе математических моделей.

Совершенно другие, безаксиометрические и методологические подходы к изучению процессов горения, а, именно, основных их объектов – факелов, изложенные в этой книге, позволили создать контрверзную феноменологическую теорию горения с полностью замкнутым математическим аппаратом и методами расчета промышленных топливосжигающих устройств, исходя из фундаментальной константы горения, которая называется удельной объемной теплонапряженностью горения, ω . Эта величина не зависит от режима течения, $\omega_n = \omega_t$, и определяется по двум

основным характеристикам фронта пламени, ширине нормального фронта пламени, λ_n , и скорости распространения нормального фронта, U_n . Причем, ширина фронта однозначно определяется коэффициентом диффузии во фронте пламени лимитирующего продукта реакции $D_{лп}$.

Основные направления экспериментальных исследований, которые порождали новые гипотезы и призваны были объединить теорию, можно представить в виде следующей диаграммы.



Рис. 1.1. Основные направления экспериментальных исследований горения

В тоже время в теории разрабатывались свои устойчивые направления.

В данной работе обзорная часть (существующие ранее «теории») будет фигурировать в ссылках на литературу без привлечения этих материалов для детального анализа.

Это объясняется тем, что ни один из вариантов этих «теорий» не имеет ничего общего ни с научно-методологическим подходом к изучению процесса горения, ни с реальными методами расчета топливосжигающих устройств.



Рис. 1.2. Направления в теории горения

На данном этапе рассмотрения вопроса предпосылками для детального методологического анализа могут служить следующие положения и аспекты.

1. Из проведенного обзора литературы следует, что современное состояние науки о горении газов определяется следующими моментами:

1) большое (и все возрастающее) разнообразие примерно равноценных направлений (школ) в теориях как ламинарного, так и турбулентного горения гомогенной смеси газов;

2) отсутствие единства мнений по ряду фундаментальных понятий и противоречивость представлений о механизме кинетического горения;

3) отсутствие каких-либо реальных однозначно установленных закономерностей;

4) существенный разрыв между моделями процесса горения и экспериментальными данными, а также между теорией и практикой горения. Более пяти десятилетий интенсивных экспериментальных и теоретических исследований – срок весьма большой с учетом темпов современного научного прогресса – не привели к существенным сдвигам в теории горения. В настоящее время возможности ее дальнейшего развития поставлены в зависимость от успехов других наук (химическая кинетика, теория турбулентности и др.). Увеличиваются масштабы формальных методов исследования в ущерб содержательным.

Имеющиеся проблемы, как показывает анализ характера предмета ведущихся время от времени дискуссий, не могут быть решены «изнутри», то есть средствами самой теории горения. Нет никаких сомнений, что возникшие трудности носят, прежде всего, методологический характер. Вместе с тем в научной литературе практически отсутствуют работы по узловым методологическим вопросам науки о горении.

2. В последние годы в философской литературе отмечается как возрастание роли методологии в научных исследованиях, так и определенное отставание в методологическом освоении естественных и технических наук. Недостаточно разработаны вопросы постановки познавательной задачи в период создания эмпирического базиса экспериментальных наук и перехода от него к теории. Вместе с тем, имеющиеся в методологии достижения и ее известные положения недостаточно используются в конкретных исследованиях. При существующих масштабах научной деятельности отсутствие адекватной методологии оборачивается огромными потерями материальных средств и творческого потенциала исследований, тормозит научно-технический прогресс.

В этих условиях на главное место выдвигается задача методологического анализа состояния науки о горении газов с разработкой ее часто-методологической надстройки и определением путей развития.

3. Анализ показывает, что в современной методологии имеет место недооценка феноменологического этапа в познавательном процессе. В данной работе выдвигается и обосновывается положение о принципиальной возможности и самостоятельном значении этого этапа в становлении и развитии естественных наук, конечной

целью которых является раскрытие фундаментальных свойств материи на микроуровне. Специфика феноменологического этапа развития любой экспериментальной науки заключается в том, что процесс познания всегда начинается с феноменологического описания объекта на макроуровне; сущность первого порядка устанавливается именно на этом этапе и только здесь практика (в широком значении этого понятия) выполняет свою главную гносеологическую роль критерия истины.

Для того, чтобы феноменологический этап развития конкретной науки в полной мере выполнил свою эвристическую и методологическую задачу (осуществление тесной связи с промышленной практикой, создание необходимых предпосылок для перехода к следующему уровню познания), он должен достигнуть определенной степени завершенности. Методологические проблемы, в первую очередь, должны быть решены применительно к феноменологическому этапу развития науки.

4. Познавательная задача в период создания эмпирического базиса конкретной науки определяется необходимостью изучения всех основных сторон и связей относящихся к ней объектов и проведения их классификации. Основным требованием к эмпирическому базису теории является полнота экспериментальных данных, при которой обеспечивается установление сущности объекта исследования, выражающейся в сохраняющихся величинах и устойчивых закономерностях, а также выявление всех параметров, влияющих на его сущностные характеристики.

Одним из главных моментов, определяющих весь ход развития данной науки, является формирование актуальных понятий объекта и предмета теории. Эта задача решается совместно с созданием идеализированного объекта, в котором все существенные черты реального объекта должны быть сохранены и представлены в соответствующем феноменологическому этапу познания виде. Согласно методологии физики предметом теории должны быть не отдельные стороны объекта, а взаимосвязь сущностных характеристик.

5. В работе предлагается решение вопроса о путях построения теории физического объекта. Ближайшая задача теории заключается в том, чтобы на основе полученного эмпирического базиса дать феноменологическое описание объекта на макроуровне с

обязательным учетом всех макропараметров, влияющих на его сущностные характеристики. Путь решения этой задачи определяется в результате анализа диалектики понятий сохранения и изменения, интерпретированных на основе реальных устройств и структуры объекта. Дальнейшее развитие теории заключается в установлении связи между феноменологическими сущностями соседних по классификации объектов данной науки. Только после построения феноменологических основ теории на макроуровне возникают необходимые (минимальные) предпосылки для перехода к познанию сущности второго порядка (то есть микроуровне). Особое гносеологическое значение здесь имеет построение адекватной онтологии.

Необходимым условием осуществления рационального развития экспериментальной науки является непрерывное взаимодействие экспериментальных и методологических исследований.

6. Методологический анализ показал, что основные трудности, которые переживает теория кинетического горения, обусловлены неадекватностью ее методологии и состоянием на феноменологическом этапе развития. Основные результаты этого анализа следующие.

6.1. Эмпирический базис теории ламинарного горения, объект которой представлен ламинарным (нормальным) фронтом пламени, является принципиально неполным. В качестве предмета теории здесь рассматривается лишь одна характеристика – скорость распространения фронта U_n . Вторая феноменологическая характеристика, ширина фронта λ_n , гносеологически равноценная U_n , не только количественно не исследована, но даже не имеет общепринятого в теории определения. Впервые предложено определение λ_n как феноменологической характеристики фронта пламени и поставлена задача ее исследований. На феноменологическом этапе построения теории ламинарного горения, прежде всего, должна быть установлена зависимость, связывающая характеристики U_n и λ_n с помощью феноменологических параметров процесса. Путь решения этой задачи определен при рассмотрении свойства постоянства макрохарактеристик фронта как равновесия, возникающего в результате взаимодействия химической кинетики и диффузии.

6.2. В теории турбулентного горения выбор в качестве объекта собственно турбулентного фронта пламени является ошибочным;

его характеристики U_n и λ_n не могут быть однозначно связаны с сущностными свойствами кинетического горения. Это и является причиной того, что в турбулентном горении какие-либо сохраняющиеся величины, а также более или менее выраженные закономерности до сих пор не были обнаружены. Роль объекта теории здесь должен выполнять стационарный турбулентный факел. Наиболее общей характеристикой факела является расход горючей смеси, приходящийся на единицу его объема. В литературе отсутствуют какие-либо работы по исследованию объемных характеристик факелов. Таким образом, эмпирический базис феноменологической теории турбулентного горения в настоящее время отсутствует. Этим и определяется первоочередная задача экспериментальных исследований в данной области.

Еще в начале 60-х годов прошлого века Крыжановским В. Н. был поставлен под сомнение основной постулат тогдашней теории горения о том, что турбулентность интенсифицирует горение. В то же время была обоснована целесообразность установления зависимости объемных характеристик турбулентного факела от непосредственно управляемых параметров, определяющих все условия протекания процесса, а не от турбулентных характеристик течения. Это положение, ввиду незавершенности теории турбулентности, имеет принципиальное значение.

Выполнение намеченной исследовательской программы по созданию эмпирического базиса теории кинетического горения (турбулентного и ламинарного) привело к установлению закономерностей, ранее не известных и в корне изменяющих существующие представления о механизме процесса и положивших начало новой контрверсной теории горения.

Основными результатами этой исследовательской программы можно назвать следующие.

1. Экспериментальные исследования объемных характеристик турбулентного факела показали, что при работе на данной смеси факел горелки с произвольными размерами и формой устья, по периметру которого осуществляется зажигание потока, обладает индивидуальной сохраняющейся характеристикой, $\omega_{\text{ф}}^T = V_{\text{см}}/V_{\text{ф}}^T = \text{const}$, с^{-1} , которая не зависит от скорости смеси и критерия Re в диапазоне изменения их значений вплоть до срыва факела. Величина $\omega_{\text{ф}}^T$ одинакова для закрытого и открытого факелов; на нее не влияет искусственная

турбулизация потока перед выходом из горелки и в самой камере сгорания; акустические возмущения в исследованном диапазоне (до 140 дБ) не оказывают на ω_{ϕ}^T заметного влияния.

Впервые для турбулентного горения установлена не только реальная устойчивая закономерность, но и, что самое главное, сохраняющаяся величина, связанная с сущностью объекта исследования, являющаяся его наиболее общей характеристикой и поэтому открывающая возможность для построения теории. Вместе с тем, результат $\omega_{\phi}^T = \text{const}$ является катастрофическим для всех существующих направлений в теории турбулентного горения, в основе которых лежат разнообразные представления об интенсифицирующем влиянии турбулентности на горение гомогенной смеси газов.

2. Получена зависимость для величины $\omega_n = U_n/\lambda_n$, справедливая для произвольных условий (включая реактор Лонгвелла). Показано, что величина ω_{ϕ}^T зависит от тех же параметров и одинаковым с ней образом, что и аналогичная ей характеристика ламинарного факела, ω_{ϕ}^L . Выражение для расчета ω_{ϕ}^T тождественно выражению для ω_{ϕ}^L , построенному аналитическим путем на основании концепции постоянства U_n и λ_n и не содержит никаких эмпирических постоянных.

3. Доказано, что U_n как физико-химическая константа горючей смеси сохраняет свою величину при турбулентном горении и может быть рассчитана (с точностью, не уступающей ее прямому измерению) по экспериментальным объемным характеристикам турбулентного факела на основании равенства $\omega_{\phi}^T = \omega_{\phi}^L$. Вместе с тем доказано, что для любой горючей смеси существует такая постоянная с размерностью длины, которая делает справедливым выражение $\omega_{\phi}^T = \omega_{\phi}^L$ для произвольной горелки. С учетом роли, которую эта величина выполняет в структуре полученных зависимостей, она рассматривается здесь как вторая, недостающая характеристика нормального фронта пламени – его ширина λ_n .

Для окончательного определения места этой постоянной в теории горения она должна быть сопоставлена с линейными размерами феноменологической структуры ламинарного фронта пламени. Эта задача непосредственно примыкает к программе по расширению эмпирического базиса теории ламинарного горения.

4. Предложен общий метод и конкретные зависимости для расчета теплонапряженности горения и длины факела в высокофорсир-

рованной камере сгорания произвольной конструкции; расчет находится в хорошем соответствии с полученными и имеющимися в литературе данными. В то время, как существовавшие ранее аналогичные зависимости не учитывают все влияющие параметры и являются узко эмпирическими.

5. Проведены исследования феноменологической структуры ламинарного фронта пламени в смеси природный газ (CH_4 98 %) – воздух при разных коэффициентах избытка воздуха и начальной температуре. Измерены значения ширины фронта λ_n по T- и CO_2 -профилям в соответствии с определением понятия λ_n , предложенным в настоящей работе. Это определение тесно связано с высказанной в 1965 г. Крыжановским В. Н. гипотезой, согласно которой механизм химических превращений при горении опережает «чистую» теплопроводность, что исключает возможность существования зоны прогретой свежей смеси, движущейся перед зоной реакции. Полученные результаты, а также исследования, проведенные в последние годы в нашей стране и за рубежом, подтвердили это положение.

6. Показано, что постоянная с размерностью длины, входящая в описание характеристики ω^T_ϕ произвольной горелки и зависящая только от состава и физических параметров смеси, совпадает со значением λ_n , измеренным на ламинарном фронте пламени этой смеси. Этот факт завершает доказательство второй гипотезы, высказанной Крыжановским В. Н. в 1965 г., согласно которой интенсивность горения гомогенной смеси не зависит от аэродинамики и турбулентных характеристик потока, то есть $\omega^T_\phi = \omega^I_\phi = \text{const}$. Вместе с тем, впервые и двумя независимыми способами определена величина второй феноменологической характеристики нормального фронта; доказана правильность определения самого понятия ширины нормального фронта, λ_n , введенного в работе, и необходимость его включения в язык теории. Установлено также, что величина λ_n практически совпадает с такими характеристиками, как критическое расстояние, $l_{кр}$, гасящее расстояние, $l_{гр}$, и минимальное расстояние между электродами при минимальной энергии зажигания смеси, $l^{min}_{мэз}$, что имеет самостоятельное теоретическое и прикладное значение.

7. Впервые решена задача определения такой важной характеристики, как максимально достижимая объемная теплонапряжен-

ность процесса горения Q_{ν}^{max} для смесей с различными параметрами; имеющиеся в литературе отдельные приблизительные оценки величины Q_{ν}^{max} оказались завышенными на порядок.

8. В соответствии с методологическим решением вопроса о построении теории разработана модель распространения нормального фронта пламени и осуществлен вывод зависимости, связывающей обе феноменологические характеристики U_n и λ_n . Сопоставление результатов расчета с экспериментальными значениями λ_n и имеющимися в литературе данными по ширине Т-профиля, $I_{кр}$, $I_{ГР}$, $I_{МЭЗ}^{min}$ показывает, что они находятся в хорошем соответствии для смесей самого различного состава и начальных параметров. Диапазон изменения характеристики $\omega_n = U_n / \lambda_n$ составил 10^5 . Таким образом, хотя величина ω_n определяется химической кинетикой процесса горения, механизм связи между феноменологическими характеристиками U_n и λ_n имеет физическую природу и зависит от состава смеси и кинетического типа химических реакций в пламени.

9. Установленные в работе феноменологические закономерности кинетического горения (ламинарного и турбулентного) отражают неизвестные ранее реальные связи между всеми измеряемыми величинами и представляют собой содержательную основу для перехода к познанию явления на микроуровне путем химико-физической интерпретации полученных результатов.

9.1. При горении в турбулентном потоке величины U_n и λ_n , как феноменологические характеристики, в явном виде не обнаруживаются, однако, как химико-физические константы, они сохраняются, обуславливая постоянство объемной интенсивности процесса. Это обстоятельство значительно углубляет само понятие химико-физические константы, которые, как показано, определяются только химическими и физическими параметрами смеси. Макропараметры, аэродинамическая структура зоны кинетического горения не влияют не только на химико-физические константы, но и на химическую кинетику процесса, остающуюся неизменной во всех ее деталях; все характеристики факела, обусловленные свойствами вещества, обладающими аддитивностью, пропорциональны расходу горючей смеси и не зависят от режима течения. Введение в теорию каких-либо критериев «основных» механизмов кинетического горения, зависящих от характеристик

турбулентности, а также выделение процесса в так называемом реакторе идеального смешения в особый объект теории горения не имеет никаких оснований.

9.2. Химико-физическая интерпретация результатов феноменологических исследований ламинарного фронта пламени позволяет расширить представления о некоторых общих закономерностях протекающих здесь процессов. Наряду с химической кинетикой важную роль в формировании структуры волны реакции играет диффузия. Без учета связи диффузии с основными деталями кинетики цепных реакций по всей ширине фронта дальнейшее содержательное развитие теории ламинарного горения невозможно.

Наличие характерного излома CO_2 – профиля фронта пламени бедной углеродно-воздушной смеси в некоторой точке, за которой наблюдается значительное увеличение концентрации CO_2 по сравнению с диффузионным графиком, является необходимым признаком условием существования самораспространяющейся волны реакции. Температура в этой точке коррелируется с температурой самовоспламенения смеси, а время, за которое фронт пламени проходит расстояние до этой точки, находится в соответствии с минимальным временем пребывания смеси в реакторе Лонгвелла, при котором еще не наступает срыв пламени (подробно об этом будет изложено в главе 4). Последовательность образования химических соединений во фронте пламени углеродов определяется соотношением энергий разрыва связей атомов в исходных молекулах топлива и продуктах их дробления; горение водорода, входящего в молекулы углеводородов, подобно горению молекулярного водорода, что и подтверждается расчетами ширины H_2O – профиля в ламинарном фронте пламени углеводородов. Разница в интенсивности горения различных углеводородов при $T_f = const$ определяется длиной цепи, приводящей к образованию CO . Уточнен характер зависимости концентрационных профилей во фронте пламени от давления. Подробно об этом изложено в главе 4.

10. На основании положений о феноменологических исследованиях и требований к ним разработана методика, позволившая исследовать образование оксидов азота при горении газов в зависимости от влияющих факторов, ранее не учитывавшихся или не рассмотренных достаточно полно. Установлен ряд неизвестных ранее

феноменологических закономерностей образования оксидов азота, основными из которых являются следующие. При ламинарном горении «бедных» и стехиометрических смесей метан-воздух при разных начальных параметрах образование оксидов азота полностью протекает в пределах ламинарного фронта пламени λ_n , как он определен в настоящей работе. Максимальная скорость образования оксидов азота приходится на «низкотемпературную» часть фронта, а не на область максимальных температур, как это было принято в теории. Впервые обнаружено, что при 2-стадийном сжигании метана с $\alpha_1 < 1$ существует область значений α_1 , при которых суммарный выход оксидов азота не зависит от α_1 , а количество оксидов азота, образующихся во второй зоне, не зависит от температуры горения в ней в диапазоне $T_r = 920 - 1880^\circ\text{C}$. Полученные результаты существенно изменяют имеющиеся представления о кинетическом механизме образования оксидов азота при горении газов.

Установлена неизвестная ранее зависимость образования оксидов азота от начальной температуры смеси при $T_r = \text{const}$. Показано, что теплопроводность сжигающего устройства при прочих равных условиях не влияет на образование оксидов азота. Предложен новый способ снижения содержания оксидов азота в продуктах сгорания на основе двостадийного сжигания газа с $\alpha_1 > 1$ в первой зоне и промежуточного отвода тепла перед второй зоной.

11. Диффузионное горение газа является более сложным процессом, чем кинетическое: способы его организации отличаются неисчерпаемым разнообразием, а феноменологические характеристики и сама кинетика горения сложным образом зависят от совокупности начальных условий. Теория диффузионного горения пока развивается в отрыве от теории кинетического горения; имеются способы описания относительной длины и структуры простейших диффузионных факелов. Но они не могут быть использованы для расчета процессов горения в реальных технических устройствах, отличающихся чрезмерным разнообразием.

С методологической точки зрения, в наибольшей степени отвечающей и интересам практики, центральными вопросами являются: установление связи между феноменологическими характеристиками диффузионного и кинетического горения; определение

возможностей интенсификации диффузионного горения; решение задачи выбора из множества эмпирических вариантов предпочтительной схемы сжигания газа.

Существенную роль в совершенствовании горелочных устройств призвана сыграть идея обеспечения рационального начального распределения газа путем подачи его в виде системы струй в воздушный поток горелки на расчетную глубину. Однако, как показано в этой работе, это недостаточное условие для оптимизации горелок, которое не позволяет осуществить аналитическое сравнение различных конструктивных решений. Связь между конструктивными параметрами, получаемыми в результате расчета, и характеристиками собственно горения до сих пор была исследована недостаточно. В проектировании камер сгорания ГТУ и других устройств, где задача интенсификации стоит особенно остро, принцип рационального начального распределения топлива вообще не получил применения. Причина этого заключается в том, что существовавшая ранее методика расчета не позволяла решить задачу обеспечения устойчивости горения. Хотя, как доказано в данной работе, именно этот принцип организации процесса горения вместе с уточненной и полной методикой расчета всех влияющих конструктивных факторов позволяет достичь максимальной устойчивости горения с оптимизированной совокупностью требований предъявляемых к устройству.

12. В результате проведенных исследований уточнены закономерности начального распределения газа; выявлен единый безразмерный конструктивный параметр, характеризующий начальное распределение газа и определяющий как интенсивность горения, так и его устойчивость. Усовершенствованная методика расчета горелок позволила провести аналитическое сравнение различных конструкций и решить задачу выбора предпочтительной схемы организации диффузионного сжигания газа.

Осуществлен синтез оптимальной ячейки диффузионной горелки широкого назначения, совмещающей в себе лучшие качества кинетических и диффузионных горелок при отсутствии их недостатков. Общие положения по совершенствованию горелок применимы и необходимы для оптимальной организации сжигания также жидкого и пылевидного твердого топлива. Экспериментально подтверждена эффективность применения этих положений.

В общем виде основной результат работы можно сформулировать следующим образом: построена адекватная методологическая модель науки о горении газов для феноменологического этапа ее развития; установлен ряд неизвестных ранее закономерностей и свойств процесса горения; построена новая содержательная схема (онтология) исследуемой области явлений; созданы феноменологические основы теории горения газов; намечены пути дальнейшего развития теории на основе химико-физической интерпретации полученных результатов; решены наиболее актуальные прикладные задачи теории горения.

Есть все основания констатировать эффективность осуществленной в работе исследовательской программы. Этот результат обусловлен взаимодействием методологических, экспериментальных и теоретических исследований во всех узловых моментах познавательного процесса и взаимным подтверждением, опосредствованием результатов, полученных на каждом из этих уровней при определяющей роли практики как непосредственного критерия истины.

На протяжении многих десятилетий задачи теории оставались нерешенными. В ряде случаев положение усугублялось увеличивающимися масштабами применения формальных методов исследования при возрастающем отрыве от эмпирического базиса.

В научной литературе по горению, несмотря на большое число обзорных статей и монографий, практически отсутствуют работы по методологическим проблемам теории горения как экспериментальной науки (например, анализ постановки исследовательской задачи, пути перехода от эмпирического базиса к теории, проблема выбора теории и т.д.).

В этих условиях на главное место выдвигается задача методологических исследований существующей структуры науки о горении газов с разработкой ее частно-методологической надстройки и определением путей развития.

2.1. Состояние теории кинетического горения

Максимально лаконично состояние современной теории кинетического горения можно охарактеризовать рядом следующих общих для турбулентного и ламинарного горения моментов:

большое и возрастающее разнообразие примерно равноценных теорий как ламинарного, так и турбулентного горения, не поддающихся экспериментальной проверке вне этих теорий;

отсутствие единства мнений по ряду фундаментальных понятий;

отсутствие сущностной связи между характеристиками ламинарного и турбулентного горения, а также каких-либо реальных однозначно установленных закономерностей;

значительный разрыв между теорией горения и практикой.

2.2. Модели и теории турбулентного горения

Основным понятием теории является скорость распространения турбулентного фронта пламени U_T , однако общепринятый способ ее определения еще не сложился.

Ширина турбулентного фронта λ_T исследована значительно меньше, чем скорость U_T . В тех немногочисленных работах, где величина λ_T рассматривается с учетом экспериментальных данных, она определяется лишь в направлении оси факела и применительно к задаче определения его длины L_ϕ ; опытные данные по этим величинам имеются лишь для простейших условий.

Экспериментальные данные по U_T и λ_T характеризуются большим разбросом. Многочисленные и разнообразные попытки обобщить их, выделить какие-либо устойчивые закономерности не увенчались успехом.

Независимо от рассматриваемой модели механизма турбулентного горения, общим является мнение, что турбулентность во всех случаях интенсифицирует процесс кинетического горения и приводит к росту тепло-напряженности факела ([1–115, 93 с.; 2–85, 93 с.; 3–227 с.; 4–79 с.; 5–139 с.; 6–329 с.; 7 – с. 41, 49 с.; 8–269 с.; 9–192, 198, 209 с.; 10–223 с.; 11, – 28, 29 с.] и др.).

Большое число различных направлений, имеющих в теории турбулентного горения, не может быть рассмотрено с содержательной точки зрения ввиду отсутствия связи и положенных в их основу предпосылок и полученных результатов с экспериментом.

Теория турбулентного горения находится еще в стадии становления; стержневое направление в ней пока не сложилось и она, по-видимому, далека от своего завершения ([1, с. 389; 12, с. 6; 3, с. 226; 8, с. 265; 13, с. 285] и др.).

Основные трудности решения задачи турбулентного горения и ее дальнейшего развития связываются, в первую очередь, с незавершенностью теории собственно турбулентного течения, а также со сложностью взаимосвязи характеристик турбулентности и механизма процесса горения ([12, с. 84; 8, с. 265; 14, с. 349, 33; 15, с. 22] и др.).

Основным предметом теории является скорость распространения пламени U_T , однако общепринятое определение этой характеристики отсутствует. Исследуя и другие характеристики, такие как ширина турбулентного фронта (измеряемая по оси факела), объемная интенсивность горения в реакторах «мгновенного» смешивания, длина факела и другое. Какие-либо устойчивые и достаточно выраженные закономерности для них пока не обнаружены.

Из существующих моделей турбулентного горения предпочтение отдается модели поверхностного горения, где используются упрощенные представления об изогнутом ламинарном фронте внутри турбулентного, с делением первого на зоны прогрева и реакции.

Вопрос о составе необходимых учитываемых параметров, влияющих на характеристики турбулентного горения, в общем виде в теории не рассматривался.

Связь теории турбулентного горения с задачами практики носит весьма относительный характер, что и оказало определяющее влияние на математические модели и допущения для его описания. Ниже мы приведем некоторые примеры подходов к решению задачи относительно U_T .

Например, в [22] решено учитывать также роль процессов молекулярного обмена, что дает:

$$U_T = U_H \sqrt{1 + \frac{v' \cdot l}{\chi}} \quad (2.1),$$

где χ – коэффициент теплопроводности; v' – скорость турбулентных пульсаций.

В [2] для случая мелкомасштабной турбулентности при $v' \cdot l \gg \chi$ с использованием масштаба зоны подогрева нормального фронта $\lambda \sim \beta \cdot \chi / U_H$ ($\beta \leq 1$) дается:

$$U_T = \beta \sqrt{\frac{v' \cdot l \cdot U_H}{\lambda}} \quad (2.2)$$

и для ширины турбулентного фронта, по аналогии с ламинарным.

$$\lambda_T = \beta \sqrt{\frac{v' \cdot l \cdot \lambda}{U_H}} \quad (2.3)$$

Для крупномасштабной сильной турбулентности ($v' \gg U_H$), исходя из времени горения отдельного моля l / U_H , получено:

$$\lambda_T : l \frac{v'}{U_H} \quad (2.4)$$

Сложность проблемы описания U_T весьма всесторонне рассмотрена в [109], отмечается, что вопрос сильно усложняется для закрытого турбулентного факела. Для расчета U_T предлагается полумпирическая зависимость:

$$\frac{U_T}{U_H} - 1 = 26,2 \left(\frac{v'}{v_o} \right) \cdot \left(\frac{v_o}{7,33} \right)^\beta + 1,4 \left(\frac{v_o}{7,33} \right)^\gamma \quad (2.5)$$

Показателям степени β и γ приписываются разные значения, соответствующие весьма узким значениям диапазона скорости потока v_0 .

В [27] было установлено, что изменение конструкции смесеподводящих устройств приводит к значительному разбросу экспериментальных данных. Это означает, что уравнение, приводимое в [25], не включает в себя все влияющие на процесс факторы:

$$N/V_{p^n} = \frac{K(m+1)}{\varepsilon \cdot \emptyset \cdot R^n} \cdot X_0 \cdot X_F \cdot \frac{l^{-E/RT}}{T^{n-1/2}} \quad (2.6)$$

где N – воздушный массовый поток; V – объем реактора; n – порядок реакции; k – фактор эффективности столкновений; m – отношение количества (в молях) инертных примесей и кислорода; ε – парциальный коэффициент потребления кислорода; \emptyset – эквивалентное отношение; X_0 – концентрация кислорода; X_F – концентрация топлива; R , E , T – газовая постоянная, энергия активации и адиабатическая температура горения соответственно.

Следует также отметить, что в выражениях для общей скорости реакции разными авторами по-разному учитывается состав горючей смеси. Так, например, в [30] для смеси $\text{CH}_4 - \text{O}_2 - \text{N}_2$ дается зависимость:

$$d \cdot X_{\text{CH}_4} / d \cdot t = K_{\text{CH}_4} \cdot \exp(-E_{\text{CH}_4} / RT) X_{\text{CH}_4} \cdot X_{\text{O}_2}^{1/2} \cdot X_{\text{H}_2\text{O}} (P / RT)^2 \quad (2.7)$$

В отличие от [2.6] здесь, например, не учитываются инертные разбавители, а в число основных компонентов включена вода.

Экспериментальные исследования в бомбе постоянного объема с турбулизирующими мешалками [5, 110–112] показали, что U_T растет линейно с интенсивностью турбулентности. При постоянном масштабе турбулентности, l , это означает, что $U_T \sim D_T$. Отсюда по соображениям размерности устанавливается зависимость U_T от скорости реакции в объеме:

$$U_T ; (\tau_p)^{-1} ; \exp(-E_s / RT_f), \quad (2.8)$$

в отличие от существующей зависимости для ламинарного пламени приводится:

$$U_H; (\tau_p)^{\frac{1}{2}}; \exp(-E_s/2RT_T) \quad (2.9)$$

Этот результат, по мнению авторов, с одной стороны, означает сходство, а с другой – «глубокое различие в механизме распространения двух видов пламени». [5, с. 151].

По зависимости (2.9) определяется величина E , при турбулентном горении. Влияние на U_T конструктивных параметров (диаметр бомбы, число мешалок и др.) не исследовалось.

В работе [6] и многих других работах горение однородных газовых смесей описывается с помощью вероятностных характеристик турбулентного пламени. Параметры уравнений сохранения являются случайными функциями координат пространства и времени; предполагается влияние турбулентности на кинетику.

Для решения задачи требуется знание функции скорости выделения тепла $\Phi(T)$ или скорости реакции $W(T)$. В связи с этим используется представление о достаточно малом объеме, температура и концентрация в котором постоянны; турбулентные пульсации переносят его в пространстве как единое целое. Для скорости тепловыделения в произвольной точке и в любой момент времени получают выражение:

$$\Phi(T): (T_T - T)^v \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (2.10)$$

После подстановки (2.10) в уравнение сохранения энергии и интегрирования находят

$$U_T = \frac{1}{n-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{\Phi} \cdot (T)}{C_p \cdot \rho_o \cdot T_o} \cdot dx \quad (2.11)$$

где $n = T_T/T_o$.

Изложение рассматриваемого подхода мы проследим по [6], где он дан наиболее полно.

В 70-е годы резко возросло число работ, где формальными методами исследуются «идеализированные» объекты, представляющие собой различные комбинации предполагаемых черт процесса

горения и их взаимодействия. В них рассматриваются возможные варианты влияния турбулентности на U_T и интенсивность горения. К влиянию пульсаций температуры добавляются пульсации концентраций и целый ряд других «эффектов», которые, как считается, влияют на скорость реакции и ее механизм. Как правило, учитываются предельные случаи мелко- и крупномасштабной турбулентности. «Колеблющийся» ламинарный фронт рассматривается как состоящий из двух зон – «тепловой» и «химической». Выделяются разные по природе эффекты, связанные с взаимодействием турбулентности с какой-либо из этих зон.

Делались многочисленные попытки приблизить теоретические исследования предполагаемых способов интенсификации кинетического горения турбулентностью к практике. В связи с этим вводились такие понятия как аэродинамическая теория горения [130, 114, 9]. В этой теории используется «предельная схема, при которой скорость реакции считается бесконечно большой по сравнению со скоростью процессов смешения».

В работе [104] получено, что при учете пульсационной составляющей температуры и концентрации средняя скорость химической реакции зависит от градиента средней температуры и масштаба турбулентных пульсаций. Вводится понятие кинетической скорости распространения турбулентного пламени, определяемой зависимостью:

$$\omega_i = \nu' (a_\lambda + a_T)^{\frac{1}{2}} \cdot \tau^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

где a_λ , a_T – коэффициенты температуропроводности в ламинарном и турбулентном потоках, соответственно; τ – характеристическое время реакции.

В итоге дается интерполяционная формула, линейно объединяющая ранее известные механизмы горения:

$$U_\Sigma = \sqrt{\nu'^2} + \frac{N}{\omega_o} \sqrt{1 + \frac{l_1 \cdot \sqrt{\nu'^2}}{a_\lambda}} \cdot \omega_o + \frac{M}{\omega_o^2} \cdot \frac{l_1 \cdot \omega_o^2}{a_o} \quad (2.13),$$

где ω – безразмерная скорость ламинарного горения; N и M – функции безразмерной температуры.

Наиболее распространены зависимости типа (2.1), (2.2), (2.5), (2.13) и др., где делается попытка установить связь U_T с основными характеристиками турбулентности. Основные трудности теории турбулентного горения связываются в этом случае с проблемами теории турбулентности. Попытки установить зависимость между U_T и скоростью реакции в объеме (например, уравнения типа (2.8), (2.11)) не учитывают специфическую особенность турбулентного фронта – влияние внешних условий протекания процесса на характеристики фронта. Здесь, как и в зависимостях (2.6), (2.7) и т. п., константы скорости реакции оказываются зависящими от внешних макроскопических параметров процесса, (которые, к тому же, не учитываются), что делает этот формальный подход совершенно неприемлемым.

2.3. Состояние теории ламинарного горения

Состояние теории ламинарного горения естественно является прямой аналогий турбулентного.

Предметом теории является скорость распространения фронта пламени U_H . Имеется большое количество зависимостей для U_H , построенных на различной основе, которые дают хорошее соответствие с экспериментом, но это достигается за счет подбора соответствующих значений эмпирических коэффициентов.

Теория развивается в направлении учета характерных деталей химической кинетики при горении и находится в зависимости от успехов химической кинетики как науки. В то же время имеются значительные расхождения между моделями нормального фронта, используемыми в аналитических теориях, и имеющимися экспериментальными данными по его структуре. В частности, не подтверждается распространенное представление о существовании в ламинарном фронте зоны прогрева свежей смеси, в которой ходом химической реакции можно пренебречь.

Не выяснены причины значительного разброса данных по U_H , определяемых разными способами и не решен вопрос, какие же значения следует приписать U_H , как химико-физической константе.

Отсутствует общепринятое определение ширины ламинарного фронта и других пространственных характеристик («мертвое пространство», глубина проникания и пр.).

Отсутствуют достоверные данные о предельно достижимых значениях интенсивности горения (теплонпряженности объема) при сжигании той или иной смеси.

2.4. Обоснование разработки феноменологической теории горения

1. На основании методологического анализа состояния теорий ламинарного и турбулентного горения установлено значительное расхождение их структуры с требованиями к феноменологическим основам теории; показано, что имеет место недопустимый разрыв в использовании формальных и содержательных методов исследования.

2. Предмет теории ламинарного горения – скорость U_H – не отражает полностью существенные свойства объекта теории – ламинарного фронта пламени. В теории используется не связываемые однозначно с характеристикой U_H представления о т. н. «характерном масштабе» фронта. Но общепринятое определение этого понятия отсутствует; нет также метода экспериментальной оценки интенсивности горения для ламинарного фронта пламени. Следствием этого является принципиальная неполнота эмпирического базиса теории.

3. В работе показана необходимость введения в теорию горения нового понятия ширины нормального фронта пламени, λ_H , как его второй феноменологической характеристики, взаимно дополнительной с U_H и гносеологически равноценной ей. Через величины U_H и λ_H определяется главная феноменологическая характеристика фронта пламени – объемная интенсивность горения $\omega_H = U_H / \lambda_H, \text{ с}^{-1}$.

4. Сделан вывод, что на феноменологическом этапе построения теории должна быть установлена зависимость, связывающая существенные характеристики U_H и λ_H с помощью других феноменологических параметров процесса. На методологическом уровне определен путь построения этой зависимости.

5. В теории турбулентного горения выбор в качестве ее объекта турбулентного фронта пламени является ошибочным. Его феноменологические характеристики не могут быть однозначно связаны с сущностными свойствами кинетического горения. Как показывает методологический анализ проблемы, роль объекта теории здесь должен выполнять стационарный турбулентный факел, феноменологически сопоставимый с ламинарным факелом.

6. Наиболее общей характеристикой факела является расход горючей смеси, приходящийся на единицу его объема. В литературе нами не обнаружены какие-либо работы по исследованию объемных характеристик факелов. Таким образом, эмпирический базис для феноменологической теории турбулентного горения в настоящее время отсутствует.

7. Обоснована целесообразность установления зависимости объемных характеристик турбулентного факела от непосредственно управляемых параметров, определяющих все условия протекания процесса, а не от турбулентных характеристик течения. Это положение, ввиду незавершенности теории турбулентности, имеет принципиальное значение с точки зрения нахождения реально существующих зависимостей.

3.1. Определение феноменологических свойств объекта исследования

В начале этой главы хотелось бы обратить внимание на объект исследования в теории горения и последовательно рассмотреть феноменологическую модель ламинарного и турбулентного факелов (рис. 3.1).

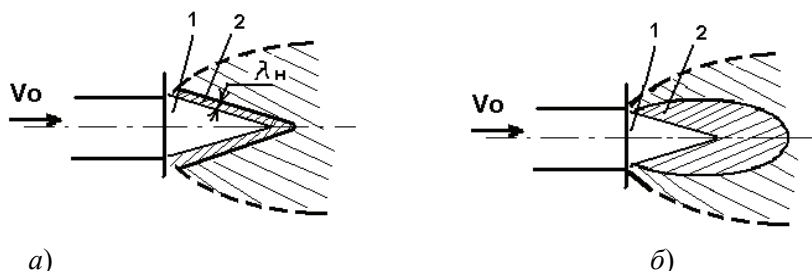


Рис. 3.1. Феноменологические модели ламинарного (а) и турбулентного (б) факела. 1 – «холодный конус», 2 – фронт пламени

Нормальный фронт пламени, распространяющийся в неподвижной горючей смеси, можно характеризовать нормальной скоростью распространения U_n и шириной λ_n . Величина λ_n представляет собой размер плоской волны реакции (по нормали к ней), в пределах которой начинаются и заканчиваются все физические и химические превращения исходной горючей смеси.

Объемная интенсивность процесса горения в области волны реакции выражается величиной:

$$\omega_n = U_n / \lambda_n, [\text{с}^{-1}]. \quad (3.1)$$

Фронт пламени является частью объекта исследования факела. Это вытекает из того, что устойчивый фронт пламени имеет место только в случае, когда соблюдаются следующие условия: наличие определенного поля концентраций топлива и окислителя, наличие зоны стабилизации факела и зоны отвода продуктов сгорания.

То есть, кинетический факел имеет физические области разной структуры, расположенные только в определенной последовательности и существующие совместно.

Факел характеризуется объемом, V , и объемной интенсивностью горения, ω_ϕ , т. е. количеством вещества (объемом горючей смеси), которое сгорает в объеме факела за единицу времени. Так, для турбулентного факела запишем:

$$\omega_{\phi(\text{расч})}^T = \frac{V_o}{V_{\phi(\text{расч})}^T} = \frac{S_{\text{гор}} \cdot v_o}{V_{\phi(\text{расч})}^T} [\text{с}^{-1}]. \quad (3.2)$$

Объемная интенсивность факела, представляющая практический интерес, в то же время должна учитывать и его кинетические характеристики (ширину фронта пламени в факеле и скорость его распространения).

Ввиду вышеизложенного, мы не можем на данном этапе феноменологического исследования рассматривать фронт пламени как самостоятельный объект исследования.

При ламинарном течении скорость потока v_o и геометрия горелки не влияют на величину скорости распространения фронта пламени, что количественно объясняет форму ламинарного фронта. Специальные исследования показывают, что ширина фронта на основной части длины ламинарного пламени остается постоянной. В пределах точности измерений она не зависит от скорости ламинарного течения, размеров и формы элементов горелки. Подробное исследование фронта пламени дано в следующей главе. Таким образом, можем записать:

$$U_n = U_d = \text{const}, \lambda_n = \lambda_d = \text{const}. \quad (3.3)$$

Рассмотрим феноменологическую модель ламинарного факела (рис. 3.1 а). Пусть скорость v_o постоянна по сечению струи. Тогда

для объема факела круглой горелки, включающего в себя объемы «холодного» конуса и фронта пламени, можно записать:

$$V_{\phi}^{\lambda} = V_{x.k.}^{\lambda} + V_{фр.}^{\lambda} = \left(\frac{1}{12} \pi d_0^2 + \frac{1}{2} \pi d_0 \lambda_H \right) \cdot L_{\phi}^{\lambda} \quad (3.4)$$

Вводя объемный расход смеси через горелку, $V_{см}$, и подставляя $L_{\phi}^{\lambda} = d_0 v_o / 2U_H$ получим:

$$V_{\phi}^{\lambda} = (d_0 + 6\lambda_H) \cdot V_{см} / 6 \cdot U_H \quad (3.5)$$

С учетом (3.2) для ламинарного факела получаем:

$$\omega_{\phi}^{\lambda} = \frac{6 \cdot U_H}{d_0 + 6\lambda_H} \quad (3.6)$$

Для объема, занятого только фронтом, имеем:

$$\omega_{фр.}^{\lambda} = \frac{V_{см}}{V_{\phi}^{\lambda}} = \frac{2V_{см}}{\pi d_0 \lambda_H L_{\phi}^{\lambda}} = \frac{U_H}{\lambda_H} = \omega_H \quad (3.7)$$

Тот же результат получается из (3.6), если d_0 стремится к нулю. Если $d_0 \gg \lambda_H$, то

$$\omega_{\phi.k.}^{\lambda}; \omega_{x.k.}^{\lambda} = \frac{V_{см}}{V_{x.k.}^{\lambda}} = \frac{6 \cdot U_H}{d_0} \quad (3.8)$$

Таким образом, для данной горелки все объемные характеристики интенсивности процесса являются функцией только химико-физических свойств смеси.

Для горелки произвольной формы зависимость (3.5) примет вид:

$$\omega_{\phi}^{\lambda} = \frac{\Pi \cdot u_H}{l + \Pi \cdot \lambda_H} \quad (3.9)$$

В этой формуле l и Π – геометрические параметры горелки (l – это характеристический размер устья горелки, а параметр Π зависит от формы горелки; так для круглой горелки – $\Pi = 6$, а для щелевой (плоскофакельной) горелки – $\Pi = 4$). Вид знаменателя показывает,

что интенсивность факела никогда не может превышать интенсивности горения во фронте пламени, что вытекает из феноменологии процесса.

В следующем разделе будут проведены прямые исследования объемных характеристик турбулентного факела и будет показано, что величина ω_ϕ^T также не зависит от скорости турбулентного потока и характеристик турбулентности.

Использование величины λ_n , постоянной вдоль конуса ламинарного пламени, в расчетах теплонапряженности факела и размеров камер сгорания, а затем экспериментальное подтверждение постоянства $\lambda_n = \lambda_n$ и измерение ее действительной величины (о чем речь пойдет ниже) еще раз подтвердили свойство факела гомогенной смеси:

$$\omega_\phi^I = \omega_\phi^T = \omega_\phi = const \quad (3.10)$$

Свойство (3.10) исключает необходимость в каких-либо упрощениях моделей турбулентного горения на феноменологическом уровне.

На основе вышеизложенного можно записать зависимость (3.9.) для расчета турбулентного факела в виде:

$$\omega_\phi^T = \frac{\Pi \cdot u_n}{l + \Pi \cdot \lambda_n} \quad (3.11)$$

В заключение этого раздела проведем сравнение объемной интенсивности горения в нормальном фронте и в турбулентном факеле.

Для теории «поверхностного» горения при мелкомасштабной турбулентности получены следующие эмпирические зависимости:

$$U_{T(m.m.)} = \beta_1 \sqrt{\frac{l}{\lambda}} \cdot v \cdot U_H \quad , \quad \lambda_{T(m.m.)} = \beta_2 \sqrt{l \cdot \lambda \cdot \frac{v}{U_H}} \quad (3.12)$$

Интегрируя, например, по поверхности «холодного» конуса, получаем:

$$\omega_{\phi p.(m.m.)}^T = \frac{1}{F} \iint_{(F)} \frac{U_{T(m.m.)}}{\lambda_{T(m.m.)}} \cdot d \cdot F = \frac{\beta_1}{\beta_2} \cdot \frac{U_H}{\lambda} \quad (3.13)$$

Исходя из (3.3) и полагая, что интенсивность во фронте пламени не зависит от характеристики турбулентности можно записать:

$$\omega_{\text{фр}}^T = \frac{U_T}{\lambda_T} = \frac{U_H}{\lambda_H} = \omega_H \quad (3.14)$$

На основе (3.1 и 3.8) получаем:

$$\omega_{\text{ф}} = \frac{1}{\frac{1}{\omega_{\text{ж.к.}}} + \frac{1}{\omega_H}} \quad (3.15)$$

Используя среднеинтегральные значения U_T и λ_T на основе (3.10) запишем:

$$\frac{L}{\pi U_H} + \frac{1}{\omega_H} = \frac{L}{\pi U_T} + \frac{1}{\omega_{\text{фр}}^T} \quad (3.16)$$

Вводя $\omega_{\text{ф}}^T = \beta \omega_H$, имеем:

$$\beta = \frac{\pi \cdot U_T \cdot U_H}{\pi \cdot U_T \cdot U_H + L \cdot \omega_H (U_T - U_H)} \quad (3.17)$$

Расчеты показывают, что для углеводородных топлив с $U_H = 0,3 - 1,2$ м/с при $d_0 = 0,04 - 0,4$ м и $v_0 = 30$ м/с $\beta = 0,3 - 0,04$, то есть величина $\omega_{\text{фр}}^T$ в среднем на порядок меньше ω_H , что подтверждается многочисленными экспериментальными данными.

3.2. Влияние турбулентности на интенсивность горения факела

На рис. 3.2 приведены фотографии факелов, полученные в работе [16]. Диаметр горелки $d_0 = 2,54$ см. Средняя скорость потока во всех случаях одна и та же – $v_0 = 2,14$ м/с. Горючая смесь: кембриджский городской газ – воздух, $U_H = 41,8$ см/с. Расчетное значение ширины ламинарного фронта $\lambda_H = 1,9$ мм. (Обоснование всех принятых в расчетах этой главы значений λ_H будут на независимой основе даны в главе 4.) Различие в форме факелов обусловлено искусственной турбулентностью потока, интенсивность которой

изменялась с помощью турбулизаторов – перфорированных пластинок – в пределах

$$\varepsilon = 2,2 - 7,12 \, \%.$$

В соответствии с выражением (3.9) объемная интенсивность представленных факелов:

$$\omega_{\phi}^T = \frac{6 \cdot 41,8}{2,54 + 6 \cdot 0,19} = 68,15; \text{с}^{-1},$$

откуда можно получить расчетный объем факела:

$$V_{\phi}^T = \frac{0,785 \cdot d_o^2 \cdot V_o}{\omega_{\phi}^T} = \frac{0,785 \cdot 2,54^2 \cdot 214}{68,15} = 15,9 \, \text{см}^3,$$

что близко к среднему, измеренному по фотографии значению измеренных объемов $V_{\phi(изм)}^T = 16,2 \, \text{см}^3$; расхождение составляет 1,85 %.

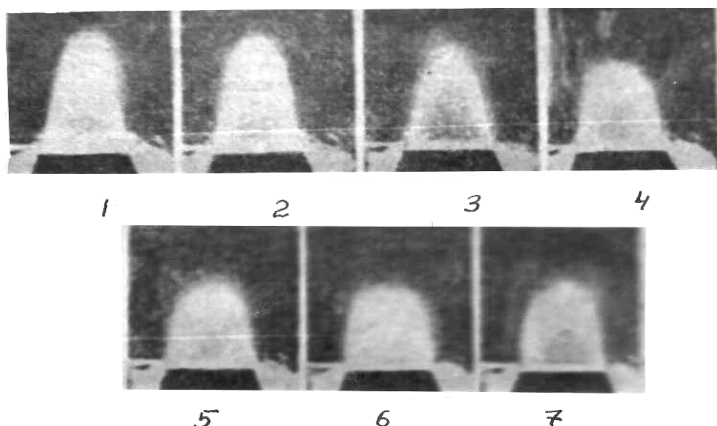


Рис. 3.2. Фотографии круглых турбулентных факелов по [16]:
 $d_o = 2,54 \, \text{см}$; $V_o = 2,14 \, \text{м/с}$; масштаб турбулентности $l = 1,63 - 1,87 \, \text{мм}$;
 интенсивность турбулентности: 1 – $\varepsilon = 2,2 \, \%$; 2 – $3,02$; 3 – $3,8$;
 4 – $5,15$; 5 – $6,05$; 6 – $6,35$; 7 – $7,12$

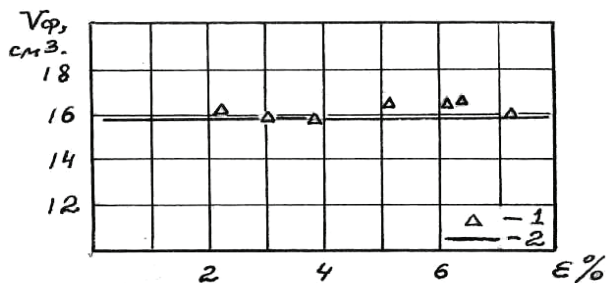


Рис. 3.3. Значения V_{ϕ}^T : 1 – измеренные по фотографии;
2 – рассчитанные по (3.9)

На рис. 3.3 приведены значения $V_{\phi(изм)}^T$, измеренные по фотографии, и расчетное значение объема факела V_{ϕ}^T , даваемое зависимостью (3.9). Как видим, объем факела не зависит от ϵ .

На рис. 3.4 представлены фотографии факелов горелки с механическим турбулизатором [17], (аналогичные данные приводятся в [9]) при разных числах Струхала $Sh = nd_o/V_o$, где n – число оборотов турбулизатора. Ввиду отсутствия исходных данных для расчета значений

V_{ϕ}^T , пользуясь относительной величиной $\bar{V}_{\phi}^T = V_{\phi(изм)i}^T / V_{\phi(изм)o}^T$, видно, что разброс данных от значения $\bar{V}_{\phi}^T = 1$ невелик и имеет место из-за каких-то побочных эффектов.

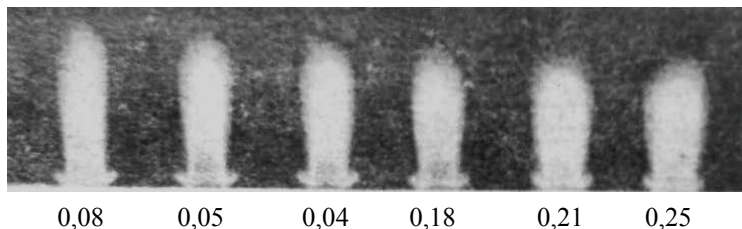


Рис. 3.4. Фотографии факелов горелки с механическим турбулизатором при различных числах Sh из [17]

На рис. 3.5 представлены фотографии ламинарного и турбулентного факелов при одинаковых скоростях потока, составах смеси и диаметрах горелки [19]. Измерения показывают, что объемы факелов близки и составляют в произвольных единицах соответственно,

$V_{\phi}^{\text{л}} = 170$ и $V_{\phi}^{\text{т}} = 190$. Несколько меньше значение $V_{\phi}^{\text{л}}$ объясняется тем, что интересующая нас наружная граница ламинарного фронта выходит за пределы светящейся зоны на расстояние : 1 мм (подробней об этом будет изложено в главе IV) и при расчете $V_{\phi}^{\text{л}}$ по границам светящейся зоны некоторую небольшую часть объема факела мы не учитываем. Это же имеет место и для турбулентного факела, но там доля неучтенного объема на 1–2 порядка меньше в соответствии с более низкой локальной интенсивностью горения, чем в ламинарном фронте.

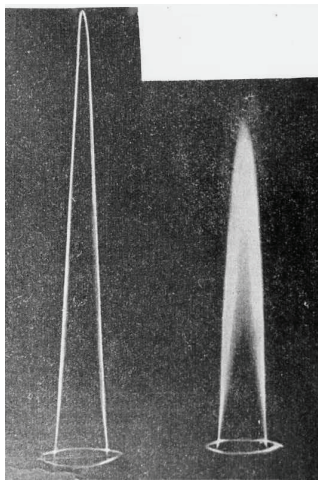


Рис. 3.5. Фотография ламинарного (а) и турбулентного (б) пламени, возникающих при одинаковых скоростях потока, составах смеси и диаметрах горелки

Рассмотрим теперь имеющиеся в литературе данные по, так называемому, плоскому факелу.

Фотографии плоского факела дают площадь его сечения, которая остается постоянной по нормали к снимку. При этом объем факела определяется выражением:

$$V_{\phi}^{\text{т}} = F_{\phi(\text{изм})} \cdot S, \quad (3.18)$$

где $F_{\phi(\text{изм})}$ – площадь продольного сечения факела, измеряемая по фотографии.

На рис. 3.6 представлены фотографии плоского факела [20]. Здесь использовалась горелка квадратного сечения 40 x 40 мм. Две боковые стенки горелки имели своим продолжением оптические кварцевые пластины высотой 150 мм; на верхней и нижней стенке располагались вспомогательные, стабилизирующие горелки. На расстоянии 55 мм перед срезом горелки устанавливались турбулизаторы разной конструкции.

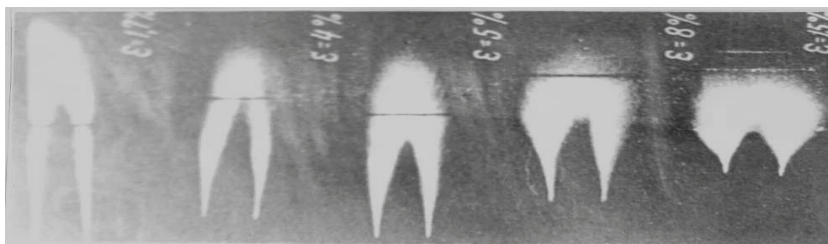


Рис. 3.6. Фотографии турбулентного пламени горелки 40 x 40 мм при одинаковой скорости потока и различной степени турбулентности [20]

Опыты проводились на бензиново-воздушной смеси при скорости $v_0 = 33$ м/с, $T_{см} = 440 \div 470$ К при изменении только одного параметра – турбулентности потока в пределах $\varepsilon = 1,7 \div 15,0$ %.

На рис. 3.7 представлены экспериментальные данные по V_{ϕ}^T и расчет объема факела: $V_{\phi}^T = V_{см} / \omega_{\phi}^T$, где определяется по уравнению (3.3) при $\Pi = 6$.

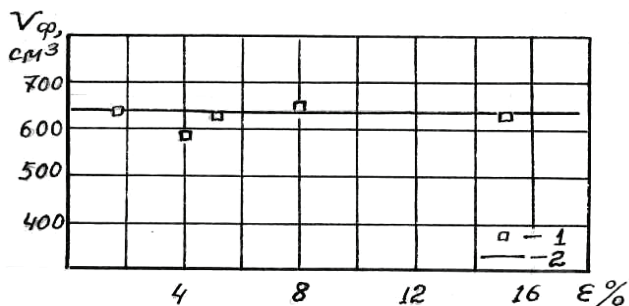


Рис. 3.7. Объем факела при разных значениях: 1 – измерения объема по фотографиям рис. 3.6; 2 – расчет по зависимости (3.9), $\Pi = 6$

Ввиду большого разброса экспериментальных данных по U_n расчетное значение этой величины определяем по зависимости:

$$U_n = U_{n(o)} (T_{cm}/T_o)^{1,95} \quad (3.19)$$

Эта зависимость хорошо обобщает данные для углеводородо-воздушных смесей при коэффициентах избытка воздуха близких к единице. Для $U_{n(0)} = 30$ см/с и $T_{cm} = 455$ K получаем $U_n = 71$ см/с. Это соответствует, кстати, среднему значению данных по U_n работ [20] и [6].

Расчетное значение $\lambda_n = 1,9$ мм. Тогда, согласно (3.9), представляя $\Pi = 6$; $l = 4$ см, получаем $\omega_\phi = 82$ с⁻¹, а объем факела:

$$V_{\phi(расч)} = \frac{F_o \cdot V_o}{\omega_\phi} = \frac{4^2 \cdot 3300}{82} = 643 \text{ см}^3$$

Среднее измеренное значение объема составило $V_{\phi(изм.)}^T = 636$ м³. Максимальное отклонение $V_{\phi(изм.)}^T$ от среднего значения составляет ± 5 %, а величины $V_{\phi(расч.)}^T$ от $V_{\phi(изм.)}^T$ — чуть больше 1 %. Как видим, совпадение практически полное.

Рассмотрим данные, полученные на щелевой горелке 50,8 x 152,4 мм, открытой с боков [120]. Оба случая отличаются лишь степенью турбулентности, которая составляет 7,0 % и 1,55 %. Величина $V_0 = 9,15$ м/с; $U_n = 40$ см/с. Площади сечения факелов $F_{\phi(изм.)}$ составляют, соответственно, 165 см² и 167 см² и такую же величину в 1 см³ имеет объем факела, приходящийся на 1 см длины щели. Объемный расход смеси на 1 см длины равен 915 x 5,08 = 4648 см³/с, тогда $\omega_\phi = 27,8$ с⁻¹.

Расчетное значение ω_ϕ , в этом случае определяемое по зависимости (3.9) при $\Pi = 4$, практически совпадает с измеренным значением:

$$\omega_\phi = \frac{4 \cdot 40}{5,08 + 4 \cdot 0,19} = 27,4 \text{ с}^{-1}$$

Существует еще один вид стационарного турбулентного горения, так называемое «гомогенное горение», которое, как считается, реализуется в реакторе Лонгвелла [22, 23–30]. Считается также, что закономерности процесса горения здесь не такие, как в турбулентном факеле, ввиду того, что в этом случае якобы достигается «полное»

смешение свежей смеси с продуктами сгорания, и процесс лимитируется только химической кинетикой. В обзоре уже говорилось, что такой подход является ошибочным; ошибка усугубляется, когда константы «суммарной кинетики» определяются по срыву пламени.

В реакторе Лонгвелла при исследовании топливно-воздушных смесей при нормальных начальных параметрах при скорости потока, равной скорости звука, при полноте сгорания в реакторе $\eta_{\text{ср}} = 1,0$ получено $Q_v = 330 \cdot 10^6$ ккал/м³ата.ч [31]. При увеличении расхода до срыва пламени в реакторе величина $\eta_{\text{ср}}$ резко падает – в продуктах сгорания содержится углерод, **СО** и даже **H₂** [23]. При этом, как считается, предельная (а фактически – условная) величина теплонапряженности горения для стехиометрической смеси при атмосферном давлении и $T_{\text{см}} = 400$ К составила $2,67 \cdot 10^9$ ккал/м³ата.ч. В рассмотренных опытах использовалось топливо 2,2,4 – триметилпентан и топливо близкое гептану.

Последний случай, связанный с характеристиками, полученными при срыве горения, мы рассмотрим ниже (в связи со структурой ламинарного фронта). А сейчас сопоставим полученный выше результат при $\eta_{\text{ср}} = 1$ с расчетом по нашим зависимостям. Для исследуемой горючей смеси можно принять $U_n = 0,32$ м/с, $\lambda_n = 0,002$ м, $H = 3300$ кдж/м³. При $d_o = 0,00175$ м; $\Pi = 6$ на основании (3.9) и (3.19) получаем $Q_{v(\text{расч.})} = 4,5 \cdot 10^5$ квт/м³. При коэффициенте использования объема реактора – 0,9, как эта величина оценивается в литературе, например, [32], имеем $Q_{v(\text{расч.})} = 4,0 \cdot 10^5$ квт/м³, или $344 \cdot 10^6$ ккал/м³.ата.ч, что близко к полученному в [31].

В работе [1, с. 419] говорится, что увеличение скорости реакции при срыве на $10 \div 25$ % при изменении диаметра топливных отверстий с 1,25 на 0,75 мм указывает на известное влияние процессов смешения. Однако этот факт, не только качественно, но и количественно, объясняется на основе зависимости (3.19), которая в данном случае дает увеличение общей интенсивности горения на 22,2 %.

При использовании струйных конических и цилиндрических фронтовых устройств в качестве модели высокофорсированной камеры сгорания [33] с диаметром отверстий в боковых стенках $d_o = 4$ мм при форсировании поперечного сечения камеры сгорания $120 \cdot 10^6$ ккал/м² ч теплонапряженность зоны горения составила $3,72 \cdot 10^5$ квт/м³ ($320 \cdot 10^6$ ккал/м³), а расчет для одной струи дает величину $3,77 \cdot 10^5$ квт/м³ ($324 \cdot 10^6$ ккал/м³).

На рис. 3.8 и 3.10 приводятся данные по коническим и цилиндрическим струйным фронтальным устройствам, из которых получается, что теплонапряженность процесса горения здесь такая же или ниже, чем на плоских решетках. То есть, пересечение одинаковых факелов не влияет на суммарную интенсивность процесса в зоне горения. Общий вид факелов конического и цилиндрического струйного фронтального устройства показан на рис. 3.9.

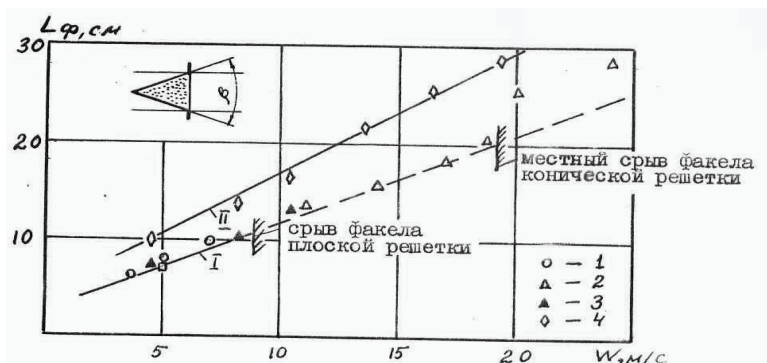
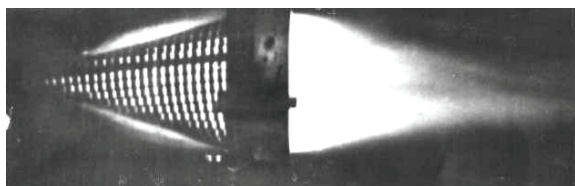
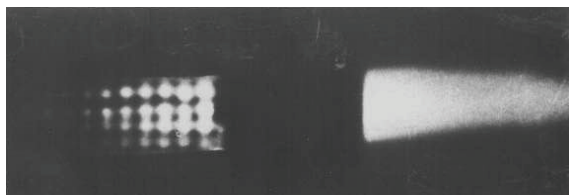


Рис. 3.8. Длина факела в камере сгорания с конической решеткой: 1, 2 – графики для плоских решеток с $d_o = 4$ мм, $m = 0,52$ и $d_o = 8,5$ мм, $m = 0,52$, соответственно. 1- $\beta = 60^\circ$, $m = 0,25$; $d_o = 4$ мм. 2- 30° ; 1,0; 4. 4- 60° ; 2,25; 8,5



а)



б)

Рис. 3.9. Факел горелки с конической (а) и цилиндрической (б) решеткой в стеклянном корпусе при работе в темноте

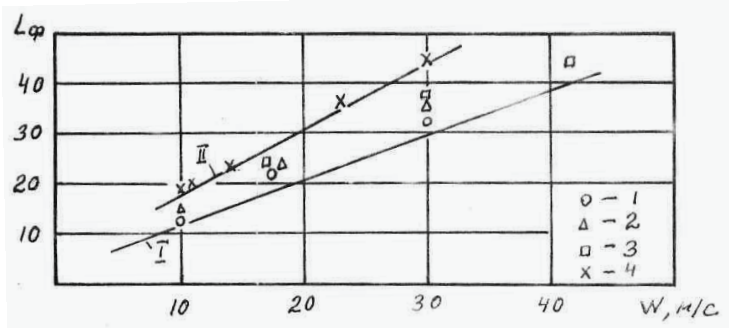


Рис. 3.10. Длина в камере сгорания с перфорированной боковой поверхностью (цилиндрическая решетка): 1,2 – графики для плоских решеток с $d_o = 4$ мм, $m = 0,52$ и $d_o = 9,0$ мм, $m = 0,52$, соответственно.

1- $d_o = 4,0$ мм, шаг отверстий по ортогональной сетке $t_o = 7,0$ мм, $m = 1,33$; 2- $4,0$; $14,0$; $0,22$. 3- $4,0$; $14,0$; $0,44$. 4 – $9,0$; $14,0$; $1,4$

Таким образом, интенсивность процесса в реакторе Лонгвелла, как и в других подобных устройствах, определяется интенсивностью процесса в индивидуальном круглом факеле с начальным диаметром d_o , как и в любом другом случае. Интенсивность перемешивания в объеме реактора не влияет на процесс. Ни о каком «гомогенном» горении здесь не может быть и речи. Каким бы малым не был диаметр d_o , размер его много больше масштабов микромира и смешение до микромасштабов не может осуществляться скорее, чем это позволяют законы кинетической теории газов.

Как было показано на примере экспериментальных данных [17, 9], низкочастотные пульсации, существенно изменяющие аэродинамику факела, не влияют на его объемные характеристики.

Акустические колебания так же влияют на аэродинамику потока. С их помощью можно как интенсифицировать, так и ослабить развитие турбулентности в струе [34, 35]. Так, в [36] наблюдалось удлинение холодного ядра факела и зоны горения в камере сгорания под воздействием звука, а в [37] – наоборот, сокращение холодного ядра. В [38] исследовалось влияние акустического воздействия на открытый факел; при наложении на струю резонансного акустического воздействия здесь установлено уменьшение длины факела в 2,5–3 раза. Следует обратить внимание на то, что последний результат получен при сжигании «богатой» смеси ($\alpha = 0,75$),

когда характеристики факела в значительной степени определяются догоранием в процессе смешивания с окружающим воздухом. Такие результаты нельзя сопоставить с данными о влиянии звуковых колебаний на собственно кинетическое горение.

Горение, как известно, сопровождается шумом, генерируемым самим пламенем. Интенсивность шума зависит от того, является факел открытым или закрытым. Открытые факелы являются более «тихими». Интенсивность шума закрытого факела при прочих равных условиях выше, чем у открытого, и возрастает с форсированием камеры сгорания. Интенсивность шума зависит и от многих других факторов – коэффициента избытка воздуха в смеси, размеров и геометрии камеры сгорания, отношения $L_{\phi}/L_{\text{КС}}$, от акустических возмущений, поступающих с потоком из вентилятора и пр.

В наших исследованиях уровень шума периодически измерялся в плоскости среза камеры сгорания на расстоянии 1 м от ее оси. Для разных горелок и режимов он изменялся от естественного фона до 140 дБ. Наибольшая интенсивность шума достигнута в камерах сгорания с цилиндрическими перфорированными фронтowymi устройствами (рис. 3.11).

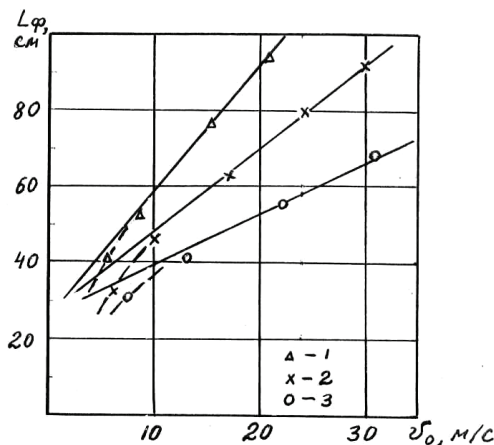


Рис. 3.11. Длина факела в камере сгорания $D_{\text{КС}} = 100$ мм с центральной стабилизацией факела. Природный газ-воздух, нормальные начальные параметры, $\alpha = 1,05$. 1 – $d_{\text{см}} = 22$ мм; 2 – 43; 3 – 60

При исследовании факелов, получаемых при одном и том же начальном размере и форме струй, открытых и закрытых, горение которых сопровождается различным уровнем шума, влияние интенсивности звука на объемные характеристики факела (V_ϕ , ω_ϕ) не было обнаружено.

В некоторых работах говорится о влиянии акустических возмущений на кинетическое горение в целом. Однако этот вывод является ошибочным. Он обусловлен отождествлением интенсивности горения в стабилизированном факеле с его длиной или подменной интегральной характеристики факела локальными значениями интенсивности горения в его объеме, изменяющимися при перестройке аэродинамической структуры потока.

3.3. К вопросу о длине турбулентного факела; расчет длины камеры сгорания

Как мы могли убедиться, длина турбулентного факела не является самостоятельной характеристикой. Она определяется, прежде всего, объемом факела и затем уже, на чисто геометрической основе, формой факела, которая задается аэродинамикой струи и стенками камеры сгорания.

Таким образом, в зависимость для L_ϕ должны войти все параметры, которые, во-первых, определяют объем – это обе химико-физические константы смеси U_n и λ_n и геометрические параметры горелки – I и II . Кроме того, должны быть учтены параметры, влияющие на форму факела.

Рассмотрим примеры расчетной оценки длины факела или, что то же самое, минимальной длины камеры сгорания.

Конструктор, как правило, имеет дело с закрытым пламенем.

В высокофорсированных топочных устройствах факел занимает все поперечное сечение камеры сгорания, стенки которой сильно его деформируют. В этих условиях длина факела L_ϕ^T примерно обратно пропорциональна площади поперечного сечения камеры сгорания:

$$L_\phi^T = L_{KC}^{\min}; \frac{V_\phi^T}{F_{KC}} \quad (3.20)$$

На основании (3.1) можно записать:

$$V_{\phi}^T = \frac{m \cdot F_{KC} \cdot v_o}{\omega_{\phi}^T} \quad (3.21)$$

Тогда для круглой горелки на основании (3.2) имеем:

$$L_{\phi}^T; v_o m \frac{d_o + 6\lambda_H}{6U_H} \quad (3.22)$$

Формулой (3.20) можно пользоваться и для горелок другого типа при $m \approx 0,5$. В диапазоне скоростей $v_o = 20 \div 50$ м/сек результат оказывается заниженным соответственно на $5 \div 10$ %. При дальнейшем росте v_o и m погрешность уменьшается.

При более точном расчете необходимо учитывать коэффициент заполнения факелом камеры сгорания, так как в ее объем, помимо зоны горения, входят еще две области. Одна из них – это зона рециркуляции с объемом $V_{ЗР}$, вторая – область на выходе из камеры – $V_{ЗВ}$, которая определяет поля концентраций и температур на выходе из камеры.

Величина объема $V_{ЗР}$, при условии касания факелом стенок камеры сгорания определяется по геометрическим размерам горелки, камеры сгорания и углу раскрытия горячей струи β , который для плоской горячей струи можно принимать равным $14 \div 18^\circ$, а для круглой – $21 \div 23^\circ$. Для круглой горелки и камеры сгорания нетрудно получить:

$$V_{ЗР}^{(кр)} = \frac{\pi d_o}{4} * \frac{d_o}{m \tan \beta / 2} \left(2 \frac{1}{\sqrt{m}} + m - 3 \right) M^3 \quad (3.23)$$

Для плоской щелевой горелки, соответственно, имеем:

$$V_{ЗР}^{(пл)} = \frac{l^2}{4tg \beta / 2} * \frac{(1-m)^2}{m^2} \quad (3.24)$$

Величина $V_{ЗВ}$, так же как и $V_{ЗР}$ определяется поперечным размером струи, коэффициентом живого сечения m и при развитом тур-

булентном течении практически не зависит от v_o . Поэтому суммарный объем указанных зон камеры сгорания можно записать как:

$$\Delta V_{\kappa c} = V_{зп} + V_{зб} = (1 + \kappa_1) V_{зп} = \kappa V_{зп}, \quad (3.25)$$

где κ – коэффициент пропорциональности.

Как показывают исследования, при увеличении m от 0,5 до 1 доля объема $V_{зп}$ быстро уменьшается, а величина $V_{зб}$ изменяется незначительно. С уменьшением m , наоборот, величина $V_{зп}$ растет, приближаясь к $V_{зб}$, и при $m \rightarrow 0$ $\kappa = 2$. Для определения κ в диапазоне $m = 0,05 \div 0,50$ и $l, d_o = 10 \div 100$ мм, можно пользоваться эмпирически полученной зависимостью

$$\kappa = \left(2 + \frac{3m}{\lg \beta/2} \right) \frac{A}{l^{1/3}} \quad (3.26)$$

Для круглых и щелевых горелок коэффициент $A = 0,25, m^{-1/3}$.

Зависимостью (3.22) можно пользоваться только в том случае, когда факел в самой широкой своей части полностью занимает поперечное сечение камеры сгорания. По данным опытов в диапазоне скоростей $v_o = 10 \div 150$ м/сек это имеет место при выполнении условия

$$m \cdot v_o / U_H \geq 15 \quad (3.27)$$

Длина камеры сгорания определяется зависимостью

$$L_{\kappa c}^{\min} = \frac{V_{\phi} + \kappa^* V_{зп}}{F_{\kappa c}} \quad (3.28)$$

В качестве примера рассмотрим круглый факел в цилиндрической камере. С учетом (3.22) и (3.28) получаем:

$$L_{\kappa c(кр)}^{\min} = \frac{v_o m (d_o + 6\lambda_H)}{6U_H} + \frac{A}{d_o^{1/3}} \left(2 + \frac{3m}{\lg \beta/2} \right) \frac{d_o}{6 \lg \beta/2} \left(\frac{2}{\sqrt{m}} + m - 3 \right) \quad (3.29)$$

Для щелевой горелки, соответственно, имеем

$$L_{\kappa c(щ)}^{\min} = \frac{v_o m (b_{щ} + 4\lambda_H)}{4U_H} + \frac{A}{b_{щ}^{1/3}} \left(2 + \frac{3m}{\lg \beta/2} \right) \frac{b_{щ}}{4 \lg \beta/2} \left(\frac{1-m}{m} \right)^2 \quad (3.30)$$

В камерах с центральным круглым стабилизатором величина ΔV_{KC} в основном определяется объемом V_{3B} , который здесь при $m \gg 0,4$ и $v_o > v_{o(m)}$ практически не зависит от m и v_o . Для расчетов L_{KC} в этом случае можно пользоваться зависимостью:

$$L_{KC}^{\min} = V_{cm} / (\omega_{\phi} \cdot F_{KC}) + 2,6 D_{KC} \quad (3.31)$$

где, подставляя в (3.9) вместо d_o выражение $(D_{KC} - d_{CT})/2$ при $\Pi = 4$ получаем:

$$\omega_{\phi} = 8U_H / [(D_{KC} - d_{cm}) + 4\lambda_H] \quad (3.32)$$

Это легко получить при рассмотрении геометрии ламинарного факела в потоке с постоянной по сечению скоростью с учетом дополнительной стабилизации (зажигания) на стенке. Сравнение результатов расчетов по (3.31) с экспериментом дано на рис. 3.11.

Как видно из рассмотренных результатов, полученных для разных схем камер сгорания в широком диапазоне конструктивных параметров (l , Π , m), а также параметров смеси (α , T_{cm}) и скорости, опытные и расчетные данные находятся в хорошем соответствии. В работе [31, с. 303] с целью, как здесь говорится, оказать помощь конструкторам горелочных устройств, приведены полученные фотографиями экспериментальные данные о длине и диаметре турбулентных факелов в попутном потоке воздуха. В таблице № 3.1 они даются вместе с результатами расчетов, выполненных на основании зависимости (3.29). Условно принимается, что факелы находятся внутри камер сгорания, диаметр которых равен максимальному диаметру видимого пламени. Соотношение расчетных и опытных данных довольно хорошее.

Диаметр открытого факела даже в попутном потоке (см. таблицу 3.1) с возрастанием v_o так же увеличивается. Из рис. 3.12, где приводятся величины максимального диаметра открытого турбулентного факела в попутном воздушном потоке в зависимости от условий эксперимента взятые из [31] видно, что при увеличении скорости воздуха на горелке максимальный диаметр монотонно возрастает.

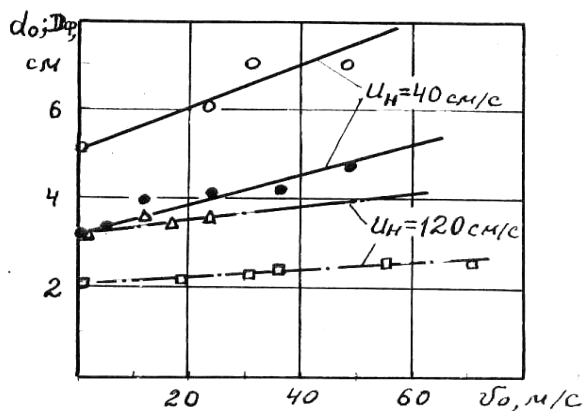


Рис. 3.12. Величина максимального диаметра открытого турбулентного факела в попутном воздушном потоке в зависимости от условий эксперимента [31]

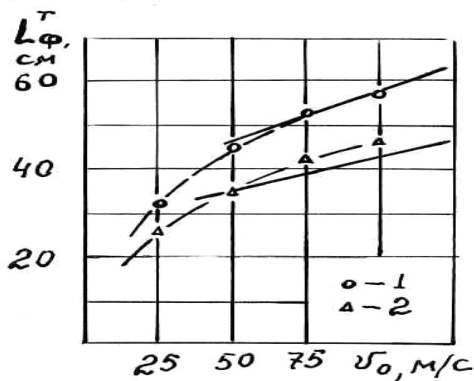


Рис. 3.13. Длина факела в туннельной горелке $m = 0,115$ [103].
 Экспериментальные данные: 1) $T_{cm} = 293$ °C; 2) 373 °C
 и соответствующие расчетные значения по зависимости (3.32):
 1) $U_H = 0,24$ м/с; $\lambda_n = 2,2$ мм; 2) $0,38$; $2,15$

Таблица 3.1

**СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
([31], стр. 303) И РАСЧЕТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ДЛИНЫ ОТКРЫТОГО
ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА В ПОПУТНОМ ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ**

№ п/п	d_o	v_o	D_ϕ	$L_{\phi(он)}^T$ опыт	$L_{\phi(p)}^T$ расчет по (3.31)	$\overline{L}_\phi^T = \frac{L_{\phi(он)}^T}{L_{\phi(p)}^T}$
—	см	см/с	см	см	см	—
Природный газ-воздух; $U_H = 40$ см/с; $\lambda_H = 2,0$ мм; $\beta = 18^0$						
1	3,16 5,08	1220	4,00	23,14	24,0	0,97
2		2450	4,11	34,23	36,5	0,94
3		3680	4,10	43,08	49,0	0,88
4		4900	4,71	58,82	49,0	1,20
5		2320	6,05	38,40	52,5	0,73
6		3085	7,10	53,08	49,5	1,07
7		4940	6,78	60,00	80,0	0,75
Ацетилен – воздух; $U_H = 175$ см/с; $\lambda_H = 0,63$ мм; $\beta = 24^0$						
8	2,06	2540	2,30	9,38	11,0	0,85
9		3630	2,36	12,30	12,5	0,98
10		5450	2,57	14,43	13,5	1,08
11		7250	2,52	16,22	16,5	0,98
$\overline{L}_{\phi(срeдн)}^T = 0,95$						

Примечание: в таблицу не включены данные со значением скорости $v_o < 10_{м/с}$ при $U_H = 40$ см/с и $v_o < 25_{м/с}$ при $U_H = 175$ см/с.

3.4. Результаты феноменологического исследования турбулентного горения

Согласно результатам методологического анализа состояния теории турбулентного горения и в соответствии с поставленной задачей и программой создания ее эмпирического базиса, соответствующего феноменологическому этапу ее развития, проведены

исследования объемных характеристик турбулентного факела как объекта теории.

Исследования показали, что при работе на данной смеси турбулентный факел горелки с произвольными размерами и формой устья, по периметру которого осуществляется зажигание струи горючей смеси (периферийная стабилизация), обладает индивидуальной сохраняющейся характеристикой $\omega_{\text{ф}}^{\text{T}} = \mathbf{mFv}/V_{\text{ф}}^{\text{T}} = \mathbf{const}$, с^{-1} , которая не зависит от скорости смеси и критерия Re в широком диапазоне их значений ($Vo = 160 \text{ м/с}$; $Re = 160 \cdot 10^3$) вплоть до сры-

ва факела. Величина $\omega_{\text{ф}}^{\text{T}}$ одинакова для открытого и закрытого факелов; на нее не влияет искусственная турбулентность потока перед выходом из горелки; она не зависит от геометрических параметров камеры сгорания и условий течения и смешения в ней при наличии попутных и пересекающихся факелов. Это в полной мере относится и к т. н. реакторам «идеального смешения» (реактор Лонгвелла). Интенсивность звука в области горения в исследованном диапазоне до 140 дБ не оказывает влияния на объемные характеристики факела.

Впервые для турбулентного горения установлена не только реальная устойчивая закономерность, но и, что самое главное, – сохраняющаяся величина, связанная с сущностью объекта исследования, являющаяся его наиболее общей характеристикой и поэтому открывающая возможность для построения теории. Таким образом, получено важное доказательство правильности частно-методологических выводов как по выбору объекта теории, так и по исследованию величины $\omega_{\text{ф}}^{\text{T}}$ в зависимости от непосредственно управляемых параметров. Результат $\omega_{\text{ф}}^{\text{T}} = \mathbf{const}$ является катастрофическим для существующих направлений теории турбулентного горения, в основе которых лежит представление об интенсифицирующем влиянии турбулентности на горение гомогенной смеси газов.

Установлена зависимость для величины $\omega_{\text{ф}}^{\text{T}}$, учитывающая все влияющие на нее параметры. Величина $\omega_{\text{ф}}^{\text{T}}$ зависит от тех же параметров, что и $\omega_{\text{ф}}^{\text{Л}}$, и одинаковым с ней образом. Выражение для расчета $\omega_{\text{ф}}^{\text{T}}$ является тождественным выражению для $\omega_{\text{ф}}^{\text{Л}}$, построенному аналитическим путем на основании концепции постоянства $U_{\text{н}}$ и $\lambda_{\text{н}}$, и не содержит каких-либо эмпирических постоянных.

Показано, что U_n , являющаяся химико-физической константой, сохраняет свою величину и при турбулентном горении и может быть рассчитана (с точностью, не уступающей ее прямому измерению современными методами) по экспериментальным объемным характеристикам турбулентного факела на основании равенства $\omega^T_\phi = \omega^L_\phi$ при условии $\lambda_n = d_o$. Вместе с тем установлено, что для любой горючей смеси существует такая постоянная с размерностью длины, которая делает справедливым равенство $\omega^T_\phi = \omega^L_\phi$ для ламинарного и турбулентного факелов, получаемых на одной и той же горелке произвольного вида. Эта постоянная имеет величину на порядок больше значений «характерного масштаба» нормального фронта пламени, называемых в современных теориях ламинарного горения. Однако с учетом роли, которую эта величина выполняет в структуре выражения, полученного для ω^T_ϕ , она рассматривается нами как вторая, недостающая феноменологическая характеристика нормального фронта – его ширина λ_n . Для окончательного определения места этой величины в теории горения она должна быть сопоставлена непосредственно с линейными размерами феноменологической структуры ламинарного фронта пламени. Это и есть очередная задача исследований, решение которой изложено в следующей главе.

Зависимость для расчета длины турбулентного факела должна учитывать все параметры, определяющие его объем, и зависимость площади поперечного сечения от продольной координаты. (Последний вопрос не связан со спецификой самого горения). Предложен общий метод и конкретные зависимости для расчета длины факела в высокофорсированной камере сгорания произвольной конструкции; расчет и эксперимент находятся в хорошем соответствии. Расчеты длины открытого факела при наличии данных о площади лишь одного, «характерного» поперечного сечения факела дают расхождение с экспериментом до $\pm 25\%$. Имеющиеся в литературе зависимости для L^T_ϕ не учитывают все влияющие параметры и являются узкоэмпирическими. Использование их вне условий, где они были получены, может привести к ошибке до одного порядка.

4.1. Постановка задачи

Методологический анализ показал, что для создания необходимого эмпирического базиса теории ламинарного горения на первом этапе исследований должны быть установлены феноменологические характеристики ламинарного фронта пламени U_n , λ_n и ω_n в зависимости от химических и физических параметров смеси. Одна из этих характеристик определяется двумя другими. В настоящее время достаточно полно исследована лишь характеристика U_n . В качестве второй характеристики, подлежащей основанию, из методических соображений следует выбрать λ_n , так как она, в отличие от ω_n , может быть измерена непосредственно.

Ранее было показано, что в теории ламинарного горения, представленной самыми разными направлениями, отсутствует не только общепринятое определение ширины фронта пламени, но и среди различных определений этого понятия нет ни одного, которое бы отвечало требованиям, предъявляемым к феноменологическим характеристикам объекта, исследуемого на этом уровне.

Исследования, проведённые в предыдущей главе, позволили установить существование физической постоянной, зависящей только от состава и параметров смеси, с размерностью длины, которая является феноменологической характеристикой кинетического горения и не зависит от режима течения. Теперь нам нужно не только установить факт существования такой характеристики в ламинарном фронте как независимом объекте исследования, но и показать, что эта характеристика находится в физически обоснованной взаимосвязи с существенными параметрами фронта и горючей смеси.

Таким образом, хотя мы уже и установили, что λ_n относится к существенным характеристикам ламинарного фронта, исследования не должны ограничиваться только измерением λ_n ; необходимо также установить и некоторые наиболее общие черты структуры ламинарного фронта.

Структура ламинарного фронта пламени определяется профилями концентраций и температуры, связанными с расстоянием по нормали к фронту пламени. Профили концентраций дают информацию о составе газовой фазы во фронте пламени. Состав этот является чрезвычайно сложным, сюда входят молекулы, свободные радикалы, атомы и ионы. Они находятся в пламени в соотношении $1:10^{-2} : 10^{-7}$ (последняя цифра относится к атомам и ионам).

Для того, чтобы проникнуть в сущность химико-кинетических процессов и рассчитать скорости всего набора возможных реакций требуется знание с достаточной точностью профилей всех видов частиц. При этом должно быть учтено изменение профиля за счет диффузии каждого из веществ. О трудностях полного экспериментального решения этой задачи уже говорилось в обзоре. Частичная информация по профилям отдельных компонентов представляет неограниченную свободу для построения кинетического механизма процесса. Некоторые ограничения, конечно, накладываются общими положениями, установленными независимым образом. Но, как видно из вопроса о широко используемом понятии, так называемой зоны прогрева свежей смеси перед фронтом пламени, такие общие положения носят умозрительный характер, а имеющиеся реальные черты процесса не систематизированы.

На феноменологическом этапе исследований задача резко упрощается. В этом случае, кроме температурного профиля, требуется знание профилей наиболее характерных устойчивых соединений, прежде всего тех, которые лимитируют процесс горения и отражают его общие особенности.

В настоящей работе исследуется смесь природный газ (CH_4 98 %) – воздух «бедного» и близкого к стехиометрическому состава. Для определения величины λ_n измеряются профили температуры (T – профиль) и концентрации CO_2 (CO_2 – профиль). В качестве дополнительной информации об общем характере процесса в ламинарном фронте пламени исследованы профили окислов азота NO_x .

4.2. Методика исследований и обработка результатов

Исследования ламинарного фронта проводились на факелах различной формы (рис. 4.1) – круглых, прямых и обращённых, и V-образных. Воздух мог подогреваться электрическими нагревателями, за которыми подавался газ. Подача газа осуществлялась большим числом струй с начальным диаметром 1 мм при равномерном начальном распределении их в воздушном потоке. Длина смесительного участка, окруженного вспомогательным подогревателем, составляла 450 мм при диаметре 20 мм. Проверка показала, что при уменьшении длины смесителя в два раза неравномерность состава горючей смеси на выходе из горелки отсутствовала. Увеличение длины смесителя на порядок не оказало влияния на характеристики горения.

Измерение расходов воздуха и газа осуществлялось ротаметрами.

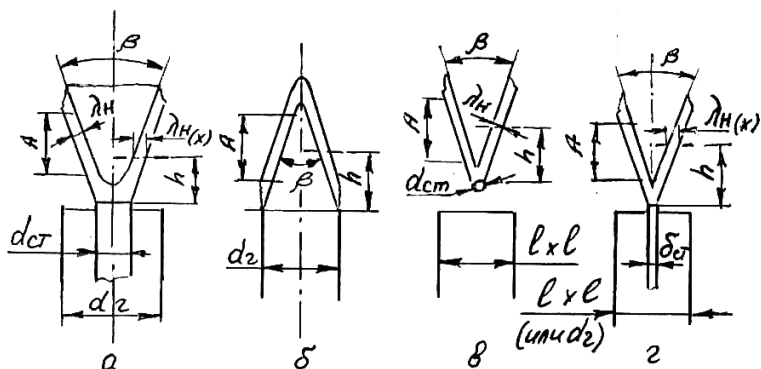


Рис. 4.1. Виды исследованных ламинарных факелов:
(а – обращенный конический факел; б – прямой конус;
в, г – V – образный факел. А – область постоянного значения
 λ_n ; h – расстояние от плоскости стабилизации факела
до исследуемого сечения

Коэффициент избытка воздуха контролировался газовым анализом. Температура смеси на выходе из горелки измерялась хромель-копелевой термопарой.

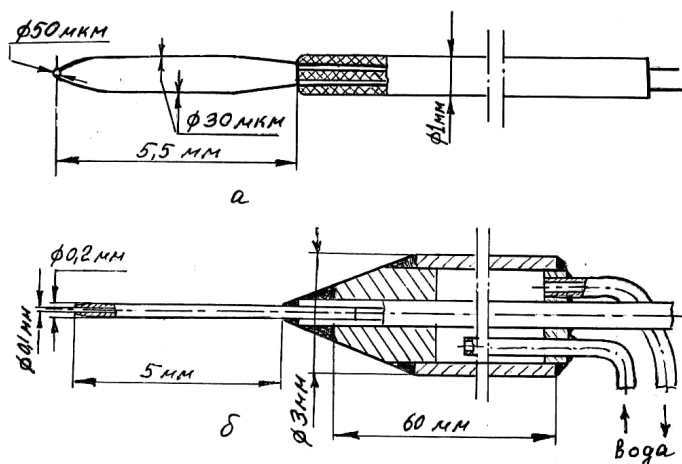


Рис. 4.2. Микротермопара и водоохлаждаемый зонд

Температура по ширине ламинарного фронта измерялась платинородиевой термопарой (Pt-Pt10%Rh) с диаметром спая 0,050 мм (рис. 4.2. а). Термопара неэкранированная, поправки на излучение не вводилось. Отбор проб для газового анализа осуществлялся микрозондом из нержавеющей стали $d_{\text{вн}} = 0,100$ мм, $d_{\text{нар}} = 0,200$ мм (рис. 4.2. б). Исследования показали, что охлаждаемый и неохлаждаемый зонд дают пробы с одинаковыми значениями концентраций CO_2 и NO_x в данной точке. Состав пробы практически не зависит от того, с какой стороны фронта пламени («холодной» или «горячей») подводится зонд. Разрешающая способность координатника 0,01 мм. Отбор проб производился при разрежении 50–80 мбар.

При совместном рассмотрении данных по структуре фронта пламени большое значение имеет точность совмещения полученных профилей разных параметров. Введение во фронт пламени термопары и отсасывающего зонда по-разному влияют на параметры в точке, координаты которой определяют положение зонда. Термопара, в связи с обтеканием ее спая со стороны низких температур несколько отодвигает весь фронт в направлении более высоких температур; зонд, наоборот, отсасывает пробу из пространства расположенного впереди его. Размеры области возмущения на границе фронта оцениваются величиной, равной нескольким диаметрам зонда и 4–5 диаметрам спая термопары [39].

При совместном рассмотрении профилей ошибка в определении положения каждого из профилей может быть существенной с точки зрения точности, необходимой для воспроизводства картины детальной химической кинетики. Тем не менее, в [40] считается, что ошибками в составе пробы в связи с рассмотренным возмущением можно пренебречь. Оценка размера зоны возмущения в [41] для зонда с $d_{\text{вн}} = 0,040$ мм составила 0,185 мм, а в [42] – $(1,2 + 2,0) d_{\text{вн}}$.

Нами на основании сопоставления профилей, концентраций полученных с помощью зондов с разными значениями $d_{\text{вн}}$ (0,10; 0,20; 0,30 и 0,50 мм), оценка заметного смещения координаты x составила для $d_{\text{вн}} = 0,10$ мм примерно 0,2 мм.

С точки зрения отдельно рассматриваемого профиля, это, действительно, не имеет особого значения, если он сдвигается параллельно самому себе. Для концентрационного профиля это, практически, так и есть.

При измерении T -профиля во фронте пламени с помощью термомпары необходимо учитывать некоторые специфические моменты. С измерением разности температур уже с точностью 0,5 градуса в начале T -профиля имеет место участок с весьма медленным повышением температуры: $2 \div 5$ градусов на мм. Это на $2 \div 3$ порядка меньше того, что получается при расчете по теплопроводности или диффузии высокотемпературных продуктов реакции.

Интересно, что примерно такой же вид температурной кривой дается и тепловой теории распространения фронта. Здесь на основании допущения $\lambda = \text{const}$ и данном значении ρ_0 и c_p получается экспоненциальная зависимость, согласно которой ширина зоны подогрева должна быть бесконечно большой, что не имеет физического смысла (кривая 1 на рис. 4.3).

Дело в том, что каждая из указанных величин является функцией температуры (и, следовательно, координаты x), а комплекс, который они образуют, есть величина, обратная коэффициенту температуропроводности a . Как известно, для реальных газов величина a является функцией температуры вида $a = a_0 T^n$, где показатель степени n близок к 2. С учетом выше сказанного эта зависимость принимает вид:

$$\frac{dT}{dx} = U_n \frac{\rho_o^* c_p}{\lambda} \left(\frac{T_o}{T} \right)^n (T - T_o) \quad (4.1)$$

Интегрирование его при допущении $n = 0$ означает грубое игнорирование реального физического факта; при этом никак нельзя ожидать, что результат будет отражать действительный характер зависимости $T - f(x)$. При любом $n > 1$ получается график типа 4 на рис. 4.3. Вопрос о форме T -профиля осложняется протеканием на всей его ширине химических реакций. Поэтому окончательный ответ на него может дать лишь эксперимент.

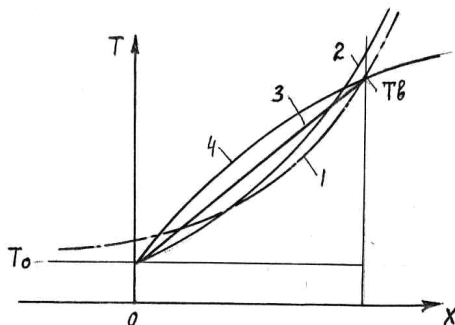


Рис. 4.3. Температурные профили ламинарного фронта пламени: 1 – теоретический профиль, уходящий со стороны свежей смеси в бесконечность; 2,3,4 – возможные виды реального профиля конечной ширины

Проанализируем, какие факторы могут повлиять на характер температурной кривой, полученной при помощи термопары. Таких факторов несколько.

Рассмотрим, как меняется температура элементарного объема, имитирующего спай термопары, при изменении его положения в пространстве с температурным профилем, приведенным на рис. 4.4. Будем считать, что положение объема $(\Delta l)^3$ не изменяет T -профиль пространства. Среднюю температуру T , для каждого положения будем связывать с координатой x центра рассматриваемого элементарного объема. Не трудно увидеть, что получающийся график $T - x$ имеет вид, представленный на рисунке. Профиль измеренной температуры в точках перехода от $T = \text{const}$ к $T(x)$ «скругляется» с каждой стороны на ширине $l_n = \Delta l$ и увеличивается на $0,5 \Delta l$. На основном участке $(x_a + 0,5 \Delta l) - (x_o - 0,5 \Delta l)$ оба профиля, измеренный и действительный, совпадают.

Таким образом, можно считать, что измеренная ширина профиля за счет конечного размера спая термопар, возрастет по сравнению с действительной на величину $\Delta l = d_{\text{сп}}$:

$$\lambda'_{n(\text{изм})} = \lambda_n + d_{\text{сп}} \quad (4.2)$$

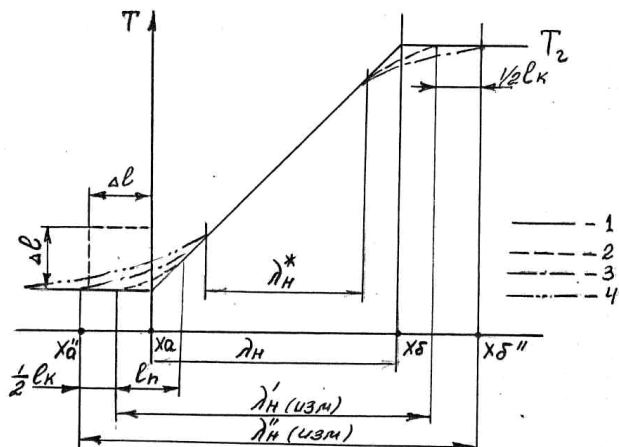


Рис. 4.4. Влияние различных факторов на измеренный Т-профиль: 1 – исходный произвольный профиль; 2 – влияние диаметра спая термопары, $d_{\text{сп}} = \Delta l$; 3 – влияние колебаний фронта с амплитудой l_k ; 4 – влияние радиации

Нетрудно увидеть, что колебания фронта пламени с амплитудой l_k увеличивают измеренную величину $\lambda'_{n(\text{изм})}$, так что новое значение

$$\lambda''_{n(\text{изм})} = \lambda'_{n(\text{изм})} + l_k \quad (4.3)$$

Длина участка, на котором профиль T - x деформируется с каждой стороны

$$l'_n = \frac{1}{2}(d_{\text{сп}} + l_k) \quad (4.4)$$

В нашем случае величина l_k составляла примерно 0,1 мм. Такая же оценка сделана для фронта пламени пропано-воздушной смеси в [40].

Теперь обратимся к вопросу о форме T -профиля на начальном участке фронта пламени. Проведенные исследования позволяют объяснить его влиянием лучистого потока от факела на показания термопары. Это влияние практически не сказывается на основном участке профиля, когда термопара находится внутри фронта, но является весьма существенным на подступах к фронту, когда спай термопары, находящийся еще в области смеси с начальной температурой, получает тепло только за счет радиации. Это и является причиной появления дополнительного, «переходного» участка T -профиля в его начале.

Основная часть реального T -профиля имеет четко выраженный характер. На значительной длине со стороны передней границы фронта пламени он представляет собой практически прямую, что позволяет экстраполяцией в область начальной температуры получить точку X_a начала действительного T -профиля.

Если построить профили относительной температуры $\bar{T} - \bar{x}$ (где $\bar{T} = \frac{T - T_a}{T_r - T_a}$) для разных значений коэффициента избытка воздуха, то

при прочих равных условиях, изменения расстояния между точкой X_a и точкой $X_{a(изм.)}$, где измерения показывают начало подъема температуры, будут обусловлены, в основном, радиацией от факела (рис. 4.5). Чем меньше температура факела, тем меньше влияния радиации на показания термопары в области перед фронтом. Так при $\alpha = 1,13$ (T_f ; 2100 K) величина $\Delta X_{a(изм.)} = X_{a(изм.)} - X_a$ составляет около 1,0 мм; при $\alpha = 1,56$ (T_f ; 1710 K) – 0,5 мм; а $\alpha = 1,8$ дает уже $\Delta X_{a(изм.)}$ около 0,2 мм, что близко к сделанной нами оценке влияния остальных факторов. При определении точки X_a путем экстраполяции основного участка T -профиля в область начальной температуры его искажения на начальном участке за счет конечной величины спаия термопары радиации от факела автоматически отсекаются.

Таким образом, ширина нормального фронта при движении зонда по нормали к нему определяется выражением:

$$\lambda_n = x''_{\bar{o}} - x_a - (l_k + 0,5d_{cn}) \quad (4.5)$$

Значение $x''_{\bar{o}}$ определяется как координата первой точки, где достигнуто максимальное значение измеряемой температуры во фронте.

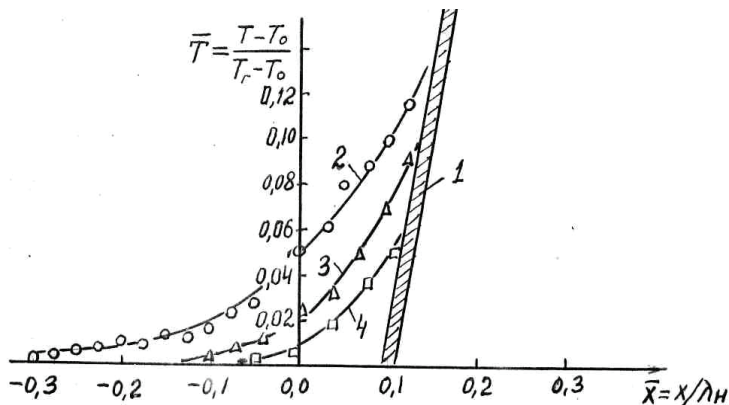


Рис. 4.5. Влияние радиации от факела при разных значениях на начальный участок Т-профиля. 1 – экстраполяция основного участка Т-профиля до начальной температуры; измеренный участок Т-профиля; 2 – $\alpha = 1,13$; 3 – $\alpha = 1,29$; 4 – $\alpha = 1,56$

Следует отметить, что иногда при прохождении термопарой фронта пламени появляется резкое локальное отклонение фронта пламени (эти данные включены в ряд рисунков, см. ниже). Визуальные наблюдения фронта в районе расположения термопары с применением объектива с масштабной сеткой показывают, что при этом зона возмущения фронта и видимое местное отклонение его поверхности от начального состояния может достигать 0,5 мм и более.

Этот вид возмущения фронта термопарой носит случайный характер. Основным признаком его является совершенно необычный, большой локальный разброс экспериментальных точек, которые не обнаруживают обычной регулярности даже при весьма малом шаге перемещения термопары $t_{\text{ш}} = 0,05$ мм.

Причина таких флуктуаций, по-видимому, аэродинамическая. Возникновение их можно связать с определенным соотношением скоростей $U_{\text{н}}$ и v_0 . При исследовании данного факела с $v_0 = \text{const}$ такой особый режим может возникнуть в некотором узком диапазоне изменения коэффициента избытка воздуха или на определенной высоте над горелкой (стабилизатором).

В работе [43, с. 177] был обнаружен разрыв в значениях температуры в области $500 \div 800$ К, который объяснялся здесь

каталитическим эффектом на поверхности спая неэкранированной термопары. Однако этот разрыв носит, по-видимому, характер случайной деформации фронта, подобно описанной выше. В других исследованиях, в том числе и наших, такой разрыв, как правило, не наблюдался. Скорее всего, каталитический эффект не может оказать заметного влияния на T -профиль и, во всяком случае, на положение точек x_a и x''_b , где процесс только начинается или уже закончился.

Противоположное направление деформации фронта пламени термопарой и зондом в процессе исследований дает возможность улучшить методику совмещения температурных и концентрационных профилей.

Оказалось, что расположение в одной горизонтальной плоскости и закрепление в координатнике одновременно термопары и зонда (см. рис. 4.6) позволяет при определенном подборе расстояния между ними сразу получать удовлетворительное совмещение профилей температуры и концентрации для фронта V-образного факела.

Определение концентраций NO_x производилось газоанализатором.

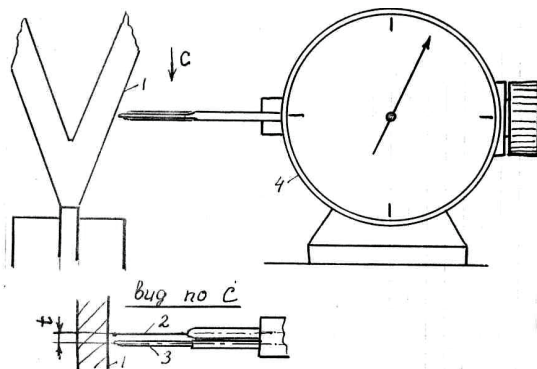


Рис. 4.6. Совместное измерение температурного и концентрационного профилей на V-образном факеле:
1 – фронт пламени; 2 и 3 – микротермопара с микрозондом;
4 – микрометрический координатник

4.3. Феноменологическая структура и ширина ламинарного фронта пламени

На рис. 4.7 показаны температурные профили ламинарных факелов, полученные на различных горелках [34]. Ширина фронта пламени после своего формирования по высоте факела остается довольно стабильной, за исключением выраженного участка в нижней и верхней частях. На участке с постоянной шириной профили температуры практически одинаковы для факелов различной формы и не зависят от величины и знака радиуса кривизны фронта.

В диапазоне $\alpha = 1,13 \div 1,37$ профили относительной температуры $\bar{T} - \bar{x}$ и ширина их мало зависят от α .

Величина v_0 в диапазоне устойчивого горения и ламинарного течения практически не влияет на λ_n . Для измерения ширины фронта интерес представляет именно участок постоянного ее значения. Сверху и снизу факела он ограничен «дополнительными» участками длиной, $L_g n \lambda_n V_o / U_n$ (рис. 4.7, 4.8) – этот участок факела будем называть основным.

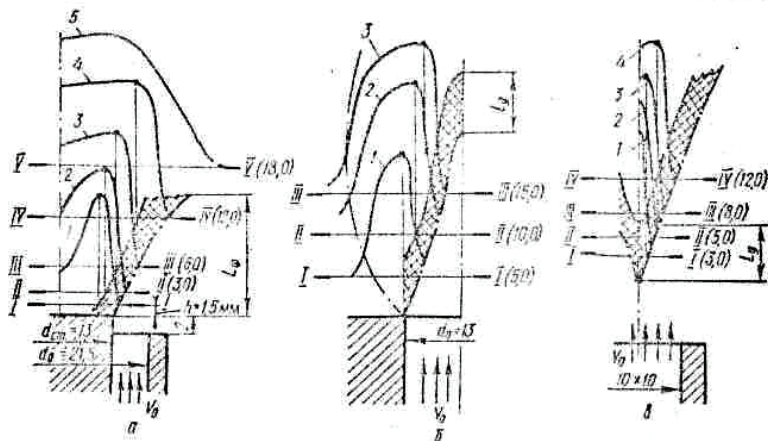


Рис. 4.7. Температурные поля ламинарных факелов:
 а – обращенный конус; $v = 1,50$ м/сек; $\alpha = 1,37$; б – прямой конус,
 $v = 1,70$; $\alpha = 1,13$; в – обращенное плоское пламя, $d = 0,75$ мм,
 $v = 2,0$, $\alpha = 1,29$; 1, 2, 3, 4, 5 – поля температур в сечениях,
 соответственно I, II, III, IV, V

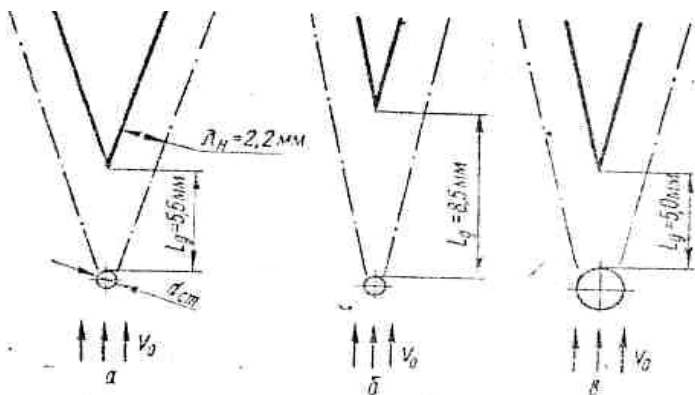


Рис. 4.8. Протяженность зоны горения L_d в плоскости симметрии факела, $v_0 = 2,0$ м/сек: а – $d_{ст} = 0,75$ мм; $\alpha = 1,29$; б – $0,75, 1,45$; в – $2,00, 1,45$

Известно, что величина U_n не постоянна по высоте факела. Интересно сопоставить в этом смысле U_n и λ_n . Из рис. 4.9 видно, что на основном участке λ_n по стабильности значений не уступает «титлованной» химико-физической константе U_n .

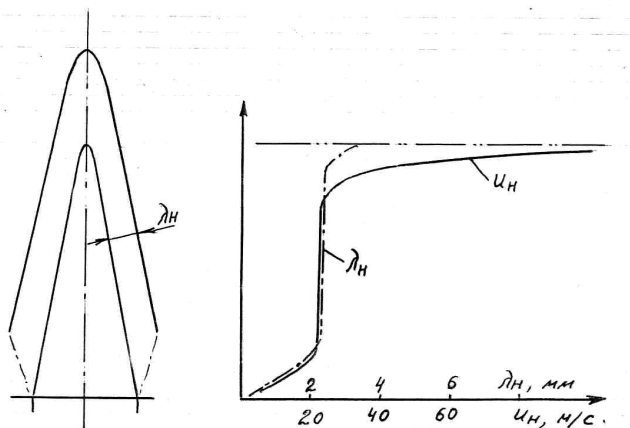


Рис. 4.9. Изменение значений U_n [3,5] и λ_n по высоте факела

Профили температуры, полученные в разных условиях, но при одинаковых, нормальных начальных параметрах смеси представ-

лены на рис. 4.10–4.13. При данном избытке воздуха T -профили практически совпадают. На отдельных рисунках даны T -профили, выходящие за основной участок. Для них граничные точки, естественно, не определялись.

Все приведенные данные получены при горизонтальном перемещении термопары. Поэтому действительная величина ширины фронта с учетом угла раскрытия факела β и шага перемещения термопары будет:

$$\lambda_n = [(x'_b - x_a) - (l_k + 0,5d_{cn})] \cos \frac{\beta}{2} \pm t_{ш} \quad (4.6)$$

или, для наших исследований,

$$\lambda_n = [(x'_b - x_a) - 0,125] \cos \frac{\beta}{2} \pm 0,1 \text{ мм} \quad (4.7)$$

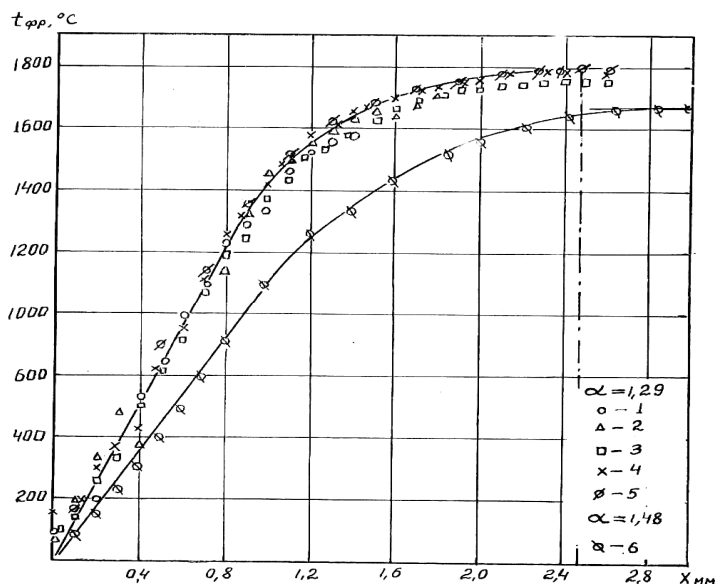


Рис. 4.10. Исходные данные как на рис. 4.11.

V – образный факел, $\alpha = 1,29$; $\beta = 26^\circ$; $1 - h = 3,0$ мм;
 2 – 5,0; 3 – 8,0; 4 – 12,0; 5 – 15,0; 6 – $\alpha = 1,48$; $\beta = 25^\circ$; $h = 12,0$

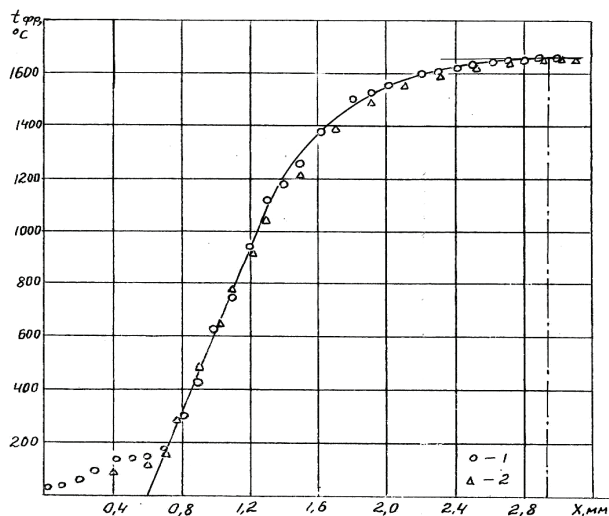


Рис. 4.11. Исходные данные те же; $\alpha = 1,23$; 1 – обращенный конический факел, $d_{cm} = 8,0$ мм; $d_r = 21,5$ мм; $\beta = 25^\circ$; $h = 10$ мм; 2 – V-образный факел; $d_r = 14,0$ мм; $d_{cm} = 2,0$ мм; $\beta = 26^\circ$; $h = 8,0$ мм

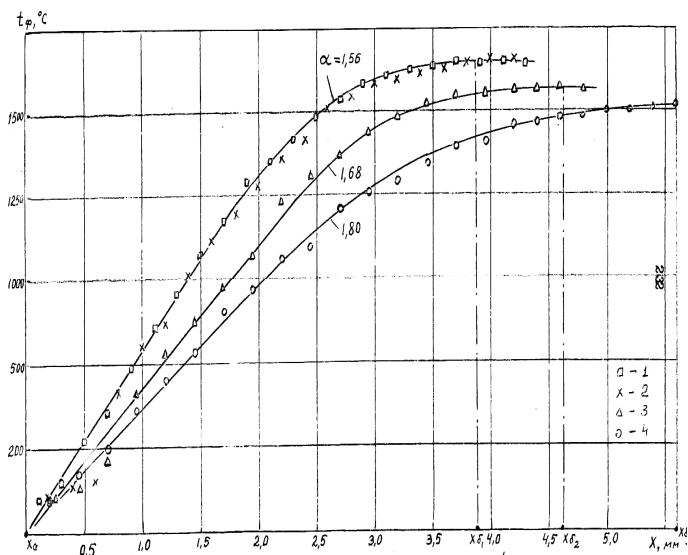


Рис. 4.12. Исходные данные те же; обращенный конический факел, $d_r = 21,5$ мм; 1 - $d_{cm} = 13,0$ мм; $\beta = 40^\circ$; $h = 10$ мм; 2 - 4,0; 50; 10; 3 - 2,0; 40; 12; 4 - 4,0; 30; 15

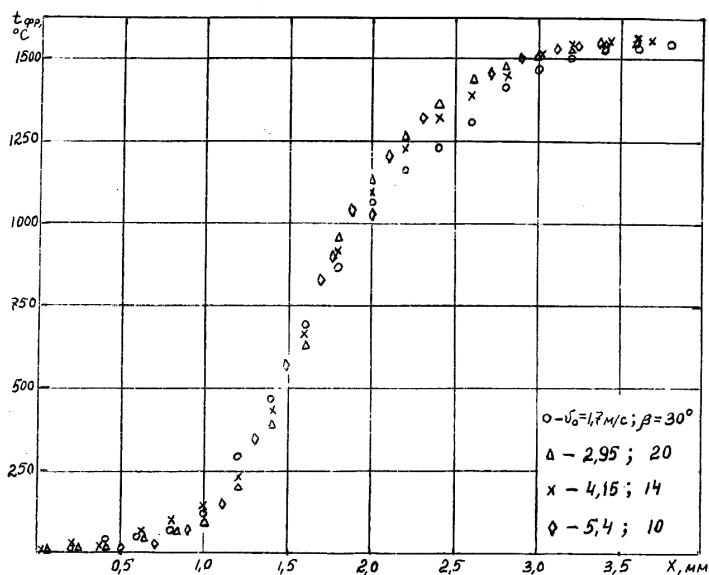


Рис. 4.13. Т-профиль ламинарного фронта пламени при разных скоростях потока. Природный газ-воздух, нормальные начальные параметры, $\alpha = 1,35$. V-образный факел, пластинчатый стабилизатор $\delta_{\text{cm}} = 1,8 \text{ мм}$; $d_z = 1,4 \text{ мм}$; $h = 15 \text{ мм}$

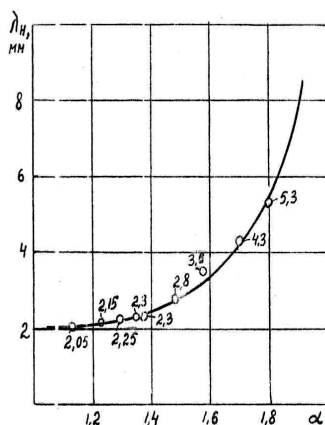


Рис. 4.14. Ширина ламинарного (нормального) фронта пламени для смеси природный газ (98 % CH_4) – воздух при нормальных начальных параметрах

На рис. 4.14 приведены экспериментально данные по λ_n , полученные на основном участке факела, для горелок разного вида, при разной скорости v_0 в зависимости от α . Как видим, они хорошо ложатся на одну общую кривую.

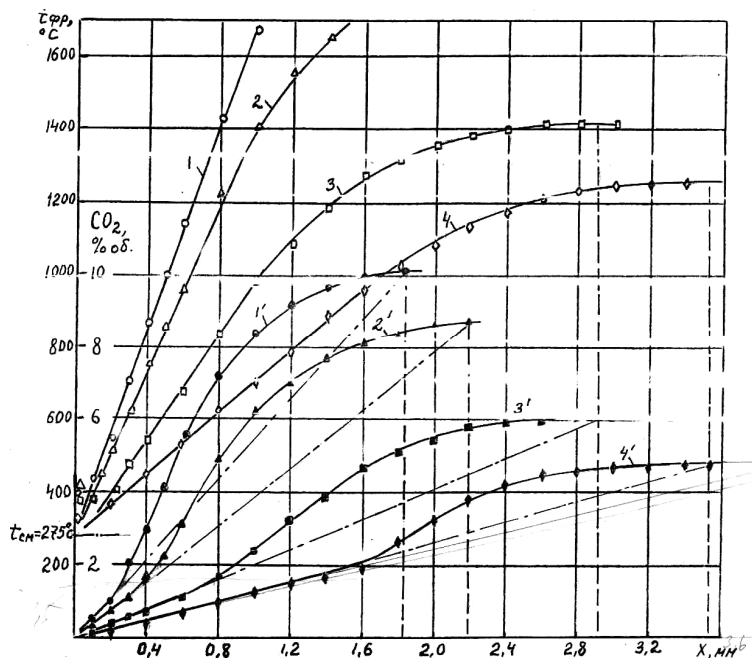


Рис. 4.15. Т- и CO_2 – профили ламинарного фронта пламени.

Природный газ-воздух; нормальные начальные параметры;
1; 1' – $\alpha = 1,08$; $\beta = 30^\circ$; 2; 2' – $1,23; 25$; 3; 3' – $1,45; 25$; 4; 4' – $1,70; 20$

Результаты исследований температурного и концентрационного (CO_2) профилей при разной начальной температуре смеси представлены на рис. 4.15 и 4.16. Исследования проводились на V-образных факелах, совместно установленными на координатнике терпарой и зондом.

Как видно из полученных данных, ширина профилей температуры и концентрации CO_2 для одной и той же смеси практически одинакова. Таким образом, каждый из них может быть использован для определения величины λ_n .

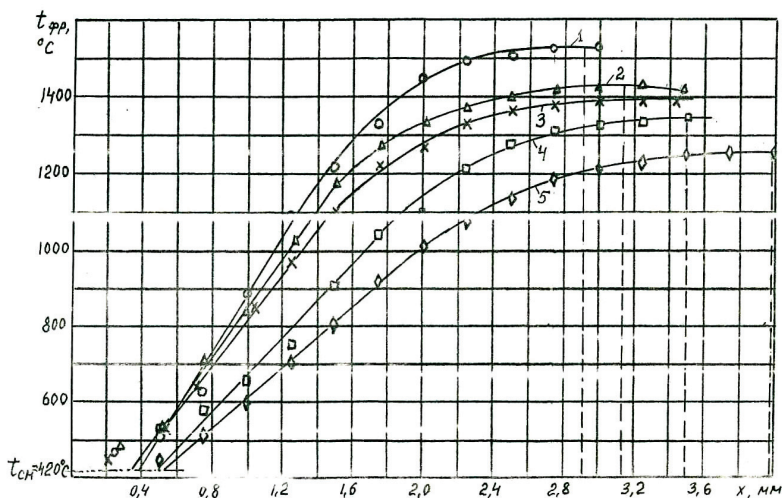


Рис. 4.16. Т-профиль при $T_{cm} = 420^\circ\text{C}$. 1 – $\alpha = 1,8$; $\beta = 55^\circ$; 2 – 2,05;50; 3 – 2,16;26; 4 – 2,3; 45; 5 – 2,6; 18

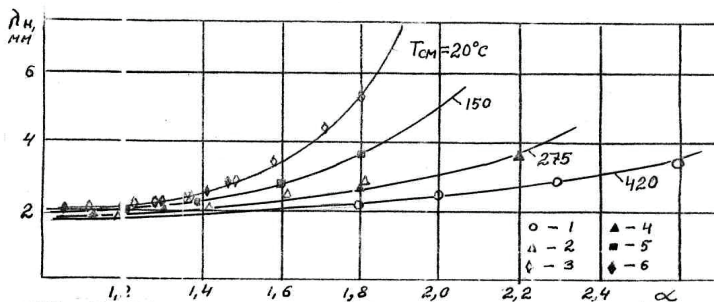


Рис. 4.17. Зависимость $\lambda_n - \alpha$ для смеси природный газ-воздух при различных значениях начальной температуры смеси.
1,2,3 – измерения на ламинарном фронте пламени;
4,5,6 – расчет по характеристикам турбулентного факела

На рис. 4.17 даны графики $\lambda_n - \alpha$ для смеси природный газ-воздух при разных значениях T_{cm} . На них нанесены величины λ_n , полученные прямым измерением ширины ламинарного фронта (по T - и CO -профилям), а также значение λ_n , рассчитанные в главе 3 на основании положения о независимости интенсивности горения в объеме кинетического факела от режима течения.

Значения λ_n , полученные двумя независимыми способами, практически совпадают. Важность этого факта для теории кинетического горения трудно переоценить, особенно, если учесть, что аналогичный результат ранее был получен и для фундаментальной скорости горения U_n .

Полученные результаты говорят о том, что фундаментальная «скорость горения» U_n и ширина нормального фронта пламени λ_n , как она определена в настоящей работе, являются химико-физическими константами горючей смеси, двумя взаимосвязанными феноменологическими параметрами, характеризующими суммарную скорость процесса горения, и не зависят от аэродинамической структуры потока горящей смеси и режима течения.

Нормальный (ламинарный) фронт пламени не является каким-то особым с точки зрения химической кинетики объектом, где микропроцессы управляются специфической макроструктурой объекта. Однако, благодаря своей упорядоченной структуре он позволяет получить суммарные характеристики процесса горения в феноменологически явном виде.

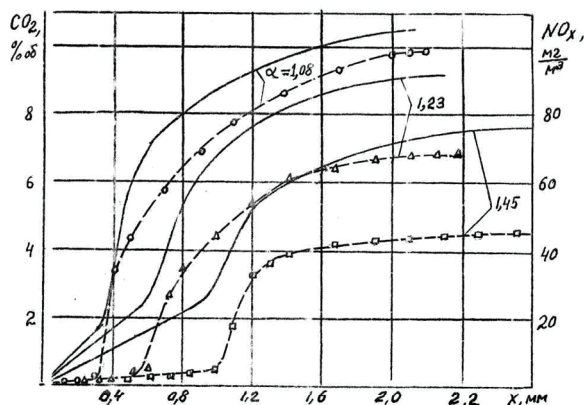


Рис. 4.18. Профили концентрации CO_2 и NO_x в ламинарном фронте; природный газ-воздух, нормальные начальные параметры; CO_2 -профиль, NO_x -профиль

Интересные данные были получены при исследовании динамики образования в ламинарном фронте пламени окислов азота. Оказалось, что профиль NO_x в значительной степени «следит» за CO_2 -профилем; образование окислов азота начинается и завершается на границах ламинарного фронта пламени (рис. 4.18). Механизм их

Хотя с феноменологической точки зрения полученный результат не дает дополнительной информации о собственно горении, он представляет самостоятельный интерес.

Итак, будем рассматривать фронт пламени как область, заключенную между двумя поверхностями, на которых, соответственно, начинаются (передняя граница) и заканчиваются (задняя граница фронта) и химические реакции, и подъем температуры от начального значения T_{cm} до максимальной адиабатической температуры горения T_g .

Глава 4. Экспериментальные исследования и разработка... 77

Такой подход при разработке расчетной феноменологической модели процесса методологически обоснован в главе 2. Он позволяет избежать необходимости учета химической кинетики смеси данного состава, связанной с промежуточными продуктами реакции, длинной и разветвленностью цепей.

Так как $\Lambda \ll \lambda_u$, то, не внося заметной погрешности в оценку λ_n , можно принять, что начало образования конечных продуктов горения совпадает с передней границей фронта пламени, то есть – с началом реакций и подъема температуры в смеси.

Это допущение (сейчас уже можно говорить, что оно подтверждено и экспериментально) вытекает из положения, высказанного еще в работах [44, 45], что при горении кинетический механизм опережает механизм теплопроводности в горючей смеси. В основе его лежит следующее рассуждение. Как известно, смысл «аррениусовской» зависимости скорости реакции от температуры заключается в том, что скорость реакции определяется числом активных молекул (и частиц), относящихся к «хвосту» максвелл-больцмановского распределения, то есть, имеющих наибольшую поступательную скорость движения и энергию. К таким активным молекулам принадлежат все вновь образовавшиеся молекулы конечных продуктов горения ввиду высокой теплоты образования.

Нет никаких оснований считать, что сначала эти молекулы теряют свою энергию в процессе столкновений, а лишь после этого возникшие в результате максвелл-больцмановского распределения молекулы с высокой энергией примут участие в распространении химической реакции. С наибольшей вероятностью участие в распространении реакции (наряду с другими активными частицами) будут принимать неравновесные продукты сгорания. Такая картина соответствует и явлению энергетического разветвления цепей в химических реакциях [46].

Когда в процессе реакции образуется один конечный продукт, то величина λ_n может быть определена по двум точкам – начала его образования и достижения максимальной концентрации. При образовании нескольких веществ должен быть выбран представительный компонент, лимитирующий процесс. При горении углеводородов в смеси с воздухом (кислородом) конечными продуктами являются H_2O и CO_2 . Максимальная концентрация H_2O , как пока-

зывают исследования, достигается уже в средней части фронта. Таким образом, в качестве лимитирующего компонента здесь выступает CO_2 .

Согласно предлагаемой модели процесса, образующиеся и диффундирующие от задней к передней границе фронта молекулы CO_2 , обладая высокой энергией, как и другие активные частицы, будут причиной зарождения реакций. Новые молекулы CO_2 , образовавшиеся внутри фронта, будут передавать «эстафету» в свежую смесь с наибольшей вероятностью в результате первых же столкновений после момента своего образования, когда их температура (энергия) близка к максимальной, то есть, адиабатической температуре горения T_{Γ} .

Следует отметить, что идея «эстафетного» процесса с максимальной скоростью диффузии рассматривается в [30, с. 93], но здесь это делается применительно к узкой области вблизи конечной температуры. В настоящем рассмотрении это положение распространяется на всю ширину фронта пламени и относится ко всем частицам, инициирующим реакцию. Но при феноменологическом описании вопрос ограничивается рассмотрением поведения молекул CO_2 .

Так как давление во фронте пламени практически равно начальному, $P_{\text{см}}$, то коэффициент самодиффузии для CO_2 на всей ширине фронта пламени можно считать величиной постоянной:

$$D_{\text{CO}_2}^{\Gamma} = \frac{1}{3} \Lambda_{\text{CO}_2}^{\Gamma} * \bar{V}_{\text{CO}_2}^{\Gamma} \quad (4.8)$$

где $\Lambda_{\text{CO}_2}^{\Gamma}$ и $\bar{V}_{\text{CO}_2}^{\Gamma}$ – длина свободного пробега и средняя скорость молекул CO_2 при параметрах $P_{\text{см}}$ и T_{Γ} .

В условиях фронта пламени CO_2 находится в многокомпонентной газовой среде в относительно небольших концентрациях. Известно [47], что коэффициент диффузии малой примеси в многокомпонентном газе можно заменить коэффициентом самодиффузии. Покажем, что в условиях фронта пламени для конечного продукта, взятого при максимальной температуре горения, правомерность такой замены возрастает. Заменяем всю совокупность компонентов, за вычетом CO_2 , некоторым газом N со средними характе-

ристиками. Тогда для коэффициента взаимной диффузии можно записать:

$$D_{CO_2,N}^{\Gamma} = \frac{1}{3} \left(\frac{\rho_N}{\rho} \Lambda_{CO_2}^{\Gamma} * \bar{V}_{CO_2}^{\Gamma} + \frac{\rho_{CO_2}}{\rho} \Lambda_N * \bar{V}_N^{\Gamma} \right), \quad (4.9)$$

Здесь не только $\rho_{CO_2}^{\Gamma}$ относительно мало при $N / 1$, но и $\Lambda_N V_N \ll \Lambda_{CO_2} V_{CO_2}$. Поэтому можно записать, что:

$$D_{CO_2,N}^{\Gamma} \sim \frac{1}{3} \Lambda_{CO_2}^{\Gamma} * \bar{V}_{CO_2}^{\Gamma} = D_{CO_2}^{\Gamma} \quad (4.10)$$

Это значительно упрощает задачу. При чем, диффузионная модель распространения фронта сводится к одномерной схеме, когда коэффициент диффузии не зависит от x .

Используя второй закон Фика, запишем:

$$\frac{\partial n_{CO_2}}{\partial x} = D_{CO_2}^{\Gamma} \frac{\partial^2 n_{CO_2}}{\partial x^2}, \quad (4.11)$$

где n_{CO_2} – концентрация CO_2 .

В нашем случае для фронта пламени в начальном и конечном сечениях, I-I и II-II, соответственно имеем $n_{CO_2(I)} = 0$; $n_{CO_2(II)} = n_{CO_2}^{\max}$. Для процесса стационарной диффузии левая часть равенства (4.11) равна нулю, тогда:

$$\frac{\partial n_{CO_2}}{\partial x} = const. \quad (4.12)$$

После интегрирования, с учетом граничных условий получаем:

$$n_{CO_2} = n_{CO_2}^{\max} \cdot \frac{x}{\lambda_H} \quad (4.13)$$

Величина диффузионного потока определяется зависимостью:

$$J_{CO_2} = D_{CO_2}^{\Gamma} \cdot \frac{n_{CO_2}^{\max}}{\lambda_H} \quad (4.14)$$

Эта величина должна быть одинакова на любом участке фронта, так как процесс стационарный. Величину потока можно выразить и через среднюю скорость движения вещества:

$$J_{CO_2} = W_{CO_2} \cdot n_{CO_2}^{\max} \quad (4.15)$$

В данном случае скорость движения вещества тождественна скорости распространения нормального фронта: $W_{CO_2} \equiv U_H$. С учетом этого на основании (4.14) и (4.15) получаем

$$\lambda_H = \frac{D_{CO_2}^r}{U_H} \quad (4.16)$$

Схема нормального фронта приведена на рис. 4.19. CO_2 -профиль можно разделить на три характерных участка. На участке ОА при разных значениях α и $T_{см}$ (см. рис. 4.15, 4.16) он практически совпадает с зависимостью (4.13); на АВ происходит резкое увеличение скорости образования CO_2 ; и, наконец, на участке ВС – медленное догорание. С увеличением коэффициента избытка воздуха α протяженность участка ОА быстро возрастает. С приближением α к нижнему концентрационному пределу α_n график ОАВС стремится к диффузионной прямой (4.13). С феноменологической точки зрения четко различается характер CO_2 -профиля до точки А и после нее.

С увеличением начальной температуры смеси $T_{см}$ при данном α , как это видно из сравнения рис. 4.15, протяженность участка ОА сокращается, участок АВ, наоборот, увеличивается и становится более пологим. Рассмотрим, какое влияние может оказать начальная температура смеси на величину λ_H (помимо влияния через величину U_H).

Так как процесс химических превращений во фронте определяют частицы больших энергий и активные радикалы, то химическая кинетическая в определенном диапазоне, по-видимому, не зависит от начальной температуры смеси. При этом число столкновений молекул и частиц в объеме волны реакции, необходимое для осуществления всего цикла химических превращений, остается постоянным. Тогда величина λ_H должна быть

обратно пропорциональна общему числу столкновений Z в единице объема [47]:

$$Z : \bar{V}^* n^2 \quad (4.17)$$

где \bar{V} и n – средняя скорость и число частиц в единице объема.

При $p = const$ для идеального газа $\bar{V} n T^{0,5}$; $n n T^{-1}$ тогда:

$$Z : T^{-1,5} \quad (4.18)$$

Таким образом, для ширины ламинарного фронта углеводородо-воздушной смеси при нормальном давлении получаем:

$$\lambda_n = \frac{D_{CO_2}^r}{U_n} \left(\frac{T_{cm}}{T_o^*} \right)^{1,5} \quad (4.19)$$

Величина U_n здесь берется при температуре T_{cm} ; $T_o^* = 293$ К.

В общем случае коэффициент самодиффузии определяется выражением:

$$D^r = D^{(0)} \left(\frac{T_r}{T_o} \right)^n \quad (4.20)$$

где в зависимости от вида вещества $n = 1,7 \dots 2,0$ [1].

Для CO_2 при нормальных параметрах $D_{CO_2}^{(0)} = 0,11 \text{ см}^2 / \text{с}$, а величина $n = 1,90-1,95$ [1, 50, 51]. Данные расчета приведены в таблице 4.1 (см. также [52]). Сопоставление расчета и эксперимента (см. рис. 4.14 и 4.17) дано на рис. 4.20. Здесь же приведены данные по λ_n , полученные в бомбе постоянного объема [48] и имеющие значительный разброс.

Анализ литературных данных обнаруживает один весьма любопытный и важный факт. Оказывается, что ряд линейных характеристик ламинарного фронта пламени, достаточно широко экспериментально исследованных, тесно связан с шириной ламинарного фронта пламени и практически совпадает по величине с λ_n . Так, при воспламенении смеси с помощью электрической искры характерными величинами являются – гасящее расстояние между электродами, имеющими на концах фланцы, $l_{гр}$, и практически равное ему минимальное расстояние между электродами при минимальной

энергии зажигания, $l_{\text{МЭЗ}}^{\text{min}}$. Сопоставления показали, что значения $l_{\text{ГР}}$ и $l_{\text{МЭЗ}}^{\text{min}}$ практически равны полученной нами величине λ_n для данной смеси. Близким к ширине нормального фронта является и критическое (гасящее) расстояние, определяемое при прохождении пламени через щель, $l_{\text{кр(щ)}}$.

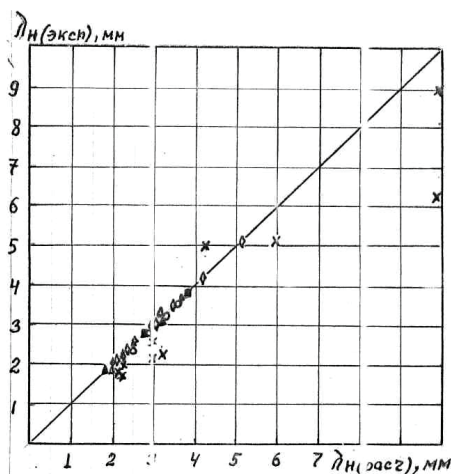


Рис. 4.20. Сопоставление расчета и экспериментальных данных по λ_n . Обозначения см. рис. 4.17.; x – данные работы [48]

На рис. 4.21 дано сравнение λ_n и экспериментальных значений $l_{\text{кр(щ)}}$ и $(2/\pi)d_{\text{кр}}$, полученных в настоящей работе. Соответствие результатов вполне удовлетворительное. На рис. 4.22 даны фотографии, иллюстрирующие методику измерений $d_{\text{кр}}$. Внутренняя трубка является сменной. Для каждого диаметра этой трубки $d_{\text{ТР}}$ имеется такое значение α , при котором прекращение (замедление) подачи смеси вызывает не распространение фронта внутрь трубки, а погасание пламени. Для такого α данное значение $d_{\text{ТР}}$ и принималось в качестве $d_{\text{кр}}$.

При определении $l_{\text{кр(щ)}}$ применялась другая методика. Внутри трубки большого диаметра ($d = 36$ мм) помещался затвор с регулирующей щелью. Во внутренний объем напускалась и зажигалась с одной стороны трубки смесь одного и того же состава, а щель увеличивалась после каждого зажигания на 0,1 мм. Если происходил проскок при данном значении ширины щели, то предыдущее значение

(то есть, меньше на 0,1 мм) принималось в качестве критического значения $l_{кр(ш)}$. Данные по $l_{кр(ш)}$ несколько зависят от условий эксперимента. Однако, будучи полученными в одинаковых условиях они хорошо коррелируются с данными по λ_n .

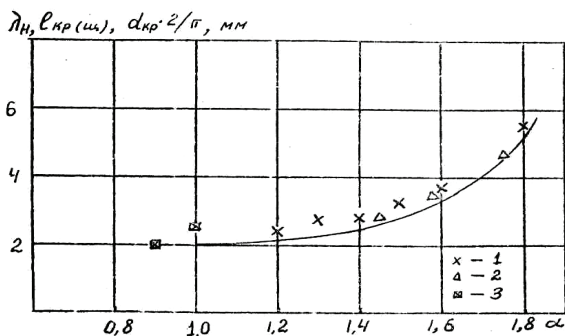


Рис. 4.21. Сопоставление величины λ_n и критических расстояний $l_{кр(ш)}$ и $d_{кр}$ для смеси природный газ-воздух при нормальных начальных параметрах: 1 – $l_{кр(ш)}$; 2 – $(2/\pi)d_{кр}$; 3 – $l_{кр(ш)}$ [4], CH_4 – воздух; – λ_n

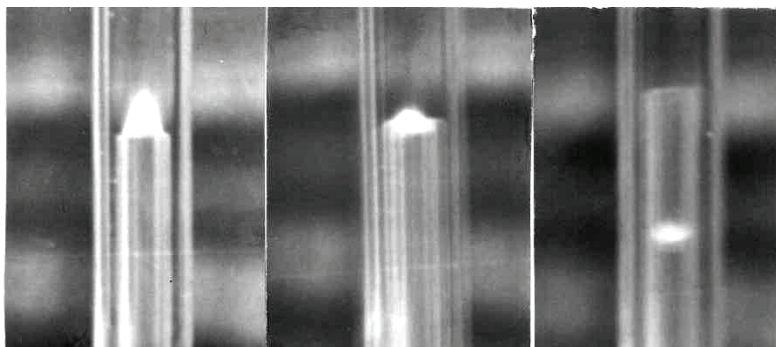


Рис. 4.22. Иллюстрация к определению величины $d_{кр}$ по погасанию пламени на входе в трубку малого диаметра. В примере на фотографии $d_{тр} > d_{кр}$ для горючей смеси с данным α

В таблице 4.1 приведены значения λ_n , рассчитанные по зависимости (4.16) и экспериментальные данные по $l_{кр(ш)}$ [53, табл. 58] для стехиометрических смесей различных углеводородов с воздухом при нормальных начальных параметрах. Соответствие находится в пределах точности измерений.

Таблица 4.1

**ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ λ_H ,
ПОЛУЧЕННЫЕ ПО ЗАВИСИМОСТИ (4.16),
ДЛЯ СМЕСИ МЕТАН-ВОЗДУХ, $P_{см} = 10^5$ Па**

$T_{см}$	α	U_H	$T_{Г}$	$D_{CO_2}^c$	H
K	—	см/с	K	см ² /с	мм
293	1.0	31.0	2285	6.23	2.00
	1.1	26.5	2148	5.54	2.09
	1.2	23.0	2033	4.99	2.17
	1.3	20.0	1934	4.53	2.26
	1.4	16.0	1846	4.15	2.59
	1.5	13.0	1765	3.81	2.93
	1.6	10.0	1690	3.51	3.50
	1.7	7.5	1619	3.24	4.30
	1.8	5.5	1551	2.98	5.43
	1.9	3.5	1485	2.74	7.85
423	1.0	57.0	2355	6.46	1.87
	1.2	45.0	2117	5.20	1.91
	1.4	32.0	1938	4.55	2.35
	1.6	23.0	1775	3.70	2.65
	1.8	16.0	1654	2.23	3.34
	2.0	10.0	1551	2.98	4.93
548	1.0	100.0	2458	7.16	1.80
	1.2	75.0	2210	5.85	2.00
	1.4	60.0	2028	4.97	2.21
	1.6	46.0	1879	4.30	2.49
	1.8	35.0	1752	3.72	2.77
	2.0	27.0	1650	3.20	3.35
	2.2	18.0	1580	3.12	4.10
693	1.0	170.0	2555	7.50	1.60
	1.2	140.0	2293	6.08	1.58
	1.4	120.0	2128	5.25	1.59
	1.6	97.0	1983	4.58	1.71
	1.8	77.0	1868	4.08	1.92
	2.0	62.0	1775	3.70	2.17
	2.2	48.0	1715	3.55	2.65
	2.4	37.0	1658	3.24	3.20

Имеющиеся в литературе данные по $I_{ГР}$ и $l_{МЭЗ}^{min}$ в функции от давления при нормальной температуре позволяют проверить справедливость зависимости (4.16) при разных значениях давления смеси $P_{см}$.

Согласно кинетической теории газов $D \sim P^{-1}$. Влияние давления на нормальную скорость определяется зависимостью $U_H \sim P^{-m}$. С учетом этого не трудно получить, что:

$$\lambda_H = \lambda_H^{(0)} \left(\frac{P_o}{P_{см}} \right)^{1-m}, \quad (4.21)$$

где $\lambda_H^{(0)}$ определяется зависимостью (4.16). Для медленно горящих углеводородно-воздушных смесей со скоростью порядка $U_H = 30 - 40$ см/с, $m = 0,2 - 0,1$ [7].

Согласно рис. 4.23 расчетные значения λ_H , полученные по зависимости (4.21) для различных углеводородно-воздушных смесей совпадают с экспериментальными данными для линейных характеристик ламинарного фронта в этих смесях — $I_{ГР}$, $I_{кр(ш)}$, $l_{МЭЗ}^{min}$. Этот факт является весьма важным, так как он позволяет осуществить проверку полученных расчетных зависимостей для λ_H применительно к различным горючим смесям по имеющимся в литературе данным для указанных характеристик.

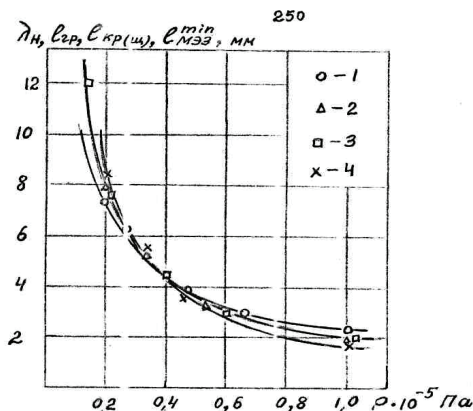


Рис. 4.23. Зависимость линейных характеристик фронта пламени стехиометрических углеводородовоздушных смесей от давления; $T_{см} = 293$ К. 1 — $l_{МЭЗ}^{min}$ CH_4 — воздух [31]; 2 — $I_{ГР}$ [54]; 3 — $I_{кр(ш)}$ [55], C_3H_8 — воздух; 4 — $I_{ГР}$, C_2H_6 — воздух [31]; — λ_H — расчет по (4.6) и (4.8)

Предложенная расчетная модель, как мы видели, не требует учета сложной химической кинетики. Это положение является принципиальным. Одной из наиболее серьезных проверок его является сопоставление расчета и экспериментальных данных для смесей как можно больше отличающихся по своим физическим и химическим свойствам и по типу реакции. Конечно, при использовании зависимостей (4.16), (4.19), (4.21) для каждой смеси требуется выбрать соответствующий конечный продукт, лимитирующий процесс. Кроме того, необходимо учитывать, что температура горения T_r может быть значительно ниже расчетной, особенно при низких давлениях [56]. При расчетах λ_n должна использоваться реальная адиабатическая температура процесса, то есть с учетом диссоциации.

На рис. 4.24 представлены результаты расчета λ_n по зависимости (4.16) и экспериментальные данные по величине $I_{кр(ш)}$ для горючих смесей аммиака [57]. Выбор в качестве лимитирующего продукта молекулы азота N_2 , образующейся в результате рекомбинации атомов N на заключительной стадии процесса, обеспечивает практически полное соответствие расчета и эксперимента.

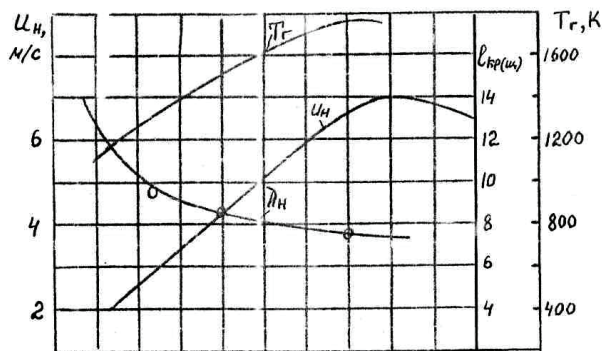


Рис. 4.24. Сравнение $\lambda_n(\text{расч.})$ с $I_{кр(ш)}$ для смеси NH_3 – воздух ($0 - I_{кр(ш)}$) [41]

Подтверждение расчетных зависимостей (4.16), (4.19), (4.21) с экспериментальными данными (рис. 4.17, 4.20, 4.23, 4.24 и таблицы 4.1 и 4.2) дает основание записать общее выражение для расчета

величины для смеси любого состава при произвольных начальных параметрах T_{cm} и P_{cm} в виде

$$\lambda_H = \frac{D_{лп}^{\Gamma}}{U_{H(cm)}} \left(\frac{T_{cm}}{T_o} \right)^{1.5} \left(\frac{P_o}{P_{cm}} \right) \quad (4.22)$$

где $D_{лп}^{\Gamma}$ – коэффициент самодиффузии лимитирующего продукта при максимальной температуре горения; T_o , P_o – нормальные начальные параметры 293 К и 10^5 Па, соответственно; $U_{H(cm)}$ – скорость распространения фронта при данных параметрах смеси.

В таблице 4.1 дано сравнение расчетных значений λ_H , полученных на основании зависимости (4.22) и имеющих в литературе экспериментальных данных по характеристическим размерам фронта пламени для различных горючих смесей, весьма сильно отличающихся по интенсивности и типу протекающих в них химических реакций.

Диапазон изменения химического состава и характеристик горения рассмотренных смесей весьма широк. Так, нормальная скорость изменялась в 400 раз, изменение объемной скорости реакции во фронте пламени ω_H и объемной теплонапряженности составило около 10^5 .

При этом, как видно из таблицы, расчет и эксперимент находят в хорошем соответствии. Интересно, что фронт пламени мономолекулярного разложения озона и гидразина также, по-видимому, подчиняется установленной зависимости.

Все рассмотренные данные (их перечень можно увеличить) подтверждают правомерность предложенной модели процесса. Хотя химико-физические константы U_H и λ_H определяется химической кинетикой горения, которая для рассмотренных смесей весьма разнообразна, связь между ними носит выраженный физический характер, независящий от состава. Это еще раз подчеркивает, что со скоростью химических превращений во фронте следует связывать не только величину U_H , как это сейчас делается в теории, а обе константы, определяющие интегральную характеристику волны реакции ω_H .

Обращает на себя внимание автономность нормального фронта. Равенство λ_H с величинами $I_{ГР}$ и $I_{кр(ш)}$ говорит о том, что λ_H как химико-физическая константа не зависит от размеров окружающего пространства; при их уменьшении до ширины фронта пламени последний просто перестает существовать.

Таблица 4.2

**СРАВНЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ $l_{кр(и)}$ ([53], ТАБЛИЦА 58) С РАСЧЕТНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ λ_n , ПОЛУЧЕННЫМИ В СООТВЕТСТВИИ С ЗАВИСИМОСТЯМИ (4.2) И (4.3), ДЛЯ ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ УГЛЕВОДОРОДОВ, ПРИНАДЛЕЖАЩИХ К РАЗНЫМ ГОМОЛОГИЧЕСКИМ РЯДАМ; НАЧАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ – НОРМАЛЬНЫЕ;
 $D_{CO_2}^0 = 0,11 \text{ см}^2/\text{с}$; $n = 1.95$; $\alpha = 1.0$**

Углеводород	Химическая формула	U_H	T_{Γ}	n	$l_{кр(из)}$
		см/с	K	мм	мм/мм
Метановый ряд					
Метан	CH ₄	31.0	2236	2.00	2.03
Этан	C ₂ H ₆	35.5	2245	1.84	1.78
Пропан	C ₃ H ₈	34.5	2250	1.70	1.78
Бутан	C ₄ H ₁₀	33.5	2255	1.78	1.78
Пентан	C ₅ H ₁₂	34.0	2250	1.74	1.78
Гексан	C ₆ H ₁₄	34.0	2239	1.73	1.78
Гептан	C ₇ H ₁₆	34.0	2214	1.67	1.78
Этиленовый ряд					
Этилен	C ₂ H ₄	62.0	2375	1.19	1.27
Пропен	C ₃ H ₆	38.6	2339	1.64	2.03
Ацетиленовый ряд					
Ацетилен	C ₂ H ₂	125.0	2600	0.71	0.76
Пропин	C ₃ H ₄	62.5	2470	1.29	1.27
Циклопропан	C ₃ H ₆	42.0	2328	1.49	1.78
Циклогексан	C ₆ H ₁₂	34.0	2250	1.74	1.78
Бензол	C ₆ H ₆	35.8	2305	1.72	1.78

Таблица 4.3

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНОГО ЗНАЧЕНИЯ λ_m С ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИМИ РАЗМЕРАМИ НОРМАЛЬНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ С РАЗЛИЧНЫМ СОСТАВОМ И НАЧАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Горючая смесь	$T_{см}$	$P_{см}$	Лимит. продукт	U_{fl}	D^0	n	T_r	H_s расчетная	$I_{фр(м)}$, мМ	H_s определ. по T -профилю
—	K	$Па$	—	см/с	$\text{см}^2/\text{с}$	—	K	мм	мм	мм
$\text{CH}_4 - 2\text{O}_2$	293	10^5	CO_2	330	0,11	1,95	3100	0,24	0,28	
$\text{CH}_4 - \text{O}_2 - \text{Ar}$	298	$4,2 \cdot 10^3$	CO_2	81	0,11	1,95	1850	13,40	—	14,0
30 % H_2 – воздух	293	10^5	H_2O	170	0,23	1,80	2260	0,62	0,62	0,64
20 % H_2 – воздух	293	10^5	H_2O	100	0,23	1,80	1910	0,69	0,70	
10 % H_2 – воздух	293	10^5	H_2O	28	0,23	1,80	1440	1,48	1,50	
7 % H_2 – воздух	293	10^5	H_2O	8	0,23	1,80	1000	2,67	2,80	
$\text{H}_2 - \text{O}_2 - \text{N}_2$	336	10^5	H_2O	9	0,23	1,80	1076	3,42	—	3,5
$2\text{H}_2 - \text{O}_2$	293	$1,5 \cdot 10^5$	H_2O	900	0,23	1,80	3020	0,12	—	0,127
$2\text{H}_2 - \text{O}_2$	293	$4,5 \cdot 10^5$	H_2O	1300	0,23	1,80	3020	0,038	—	0,037
21,85 % NH_3 – воздух	293	10^5	N_2	6	0,17	1,90	1750	7,80	7,80	
19,0 % NH_3 – воздух	293	10^5	N_2	4	0,17	1,90	1460	8,50	8,60	
17,0 % NH_3 – воздух	293	10^5	N_2	3	0,17	1,90	1260	9,88	10,00	
$4\text{NH}_3 - 3 \text{O}_2$	293	10^5	N_2	125	0,17	1,90	2700	0,92	0,92	
$\text{NH}_3 - \text{O}_2$	293	10^5	N_2	150	0,17	1,90	2400	0,62	0,65	
Реакции разложения										
$\text{O}_3 - \text{O}_2$	293	10^5	O_2	54	0,18	1,80	1260	0,55	—	0,55
$\text{N}_2\text{H}_4 - \text{NH}_3; \text{H}_2; \text{N}_2$	293	10^5	N_2	155	0,17	1,90	1850	0,35	—	0,25

Примечание. Величины $I_{фр(м)}$ и $I_{гр}$ взяты из следующих источников: для $\text{CH}_4 - 2\text{O}_2$, $\text{CH}_4 - \text{O}_2 - \text{Ar}$ и для H_2 – воздух – [31]; для NH_3 – воздух – [41]; для $\text{NH}_3 - \text{O}_2 - [\text{145}]$. Величина λ_m , определенная по T -профилю, взята из следующих источников: $\text{CH}_4 - \text{O}_2 - \text{Ar}$ [73]; для H_2 – воздух – [19]; для $\text{H}_2 - \text{O}_2 - \text{N}_2 - [\text{146}]$; для $2\text{H}_2 - \text{O}_2 - [\text{46}]$; для $\text{O}_3 - \text{O}_2 - [\text{147}]$.

С этой точки зрения интересен и следующий факт. Известно, что нормальная скорость пламени начинает уменьшаться при уменьшении размера горелки ниже некоторого значения критерия Пекле в пламени $Pe_{(нз)} = d_0 U_H / a$.

Так, в круглой горелке для смеси пропан-воздух при $\alpha = 0,95$ это значение $Pe_{(нз)}^{(сп)} = 160$ [58, с. 239].

Для реальных газов число Льюиса-Семенова $L = D/a \sim 1$. Если $Pe_{(нз)}$ определить не через параметры свежей смеси, а через параметры пламени, что более естественно, то для $Pe_{(нз)}^{(сп)}$ получим выражение, имеющее очевидную физическую интерпретацию

$$Pe_{(нз)} = \frac{d_0 U_H}{D^r} = \frac{d_0}{\lambda_H}. \quad (4.23)$$

Так как $a \sim T^2$, то для углеводородных топлив при $\alpha = 1$ и нормальных начальных параметрах имеет место $D \sim a = 50a^{(0)}$, где $a^{(0)}$ соответствует $T_{см} = 293$ К. Тогда получаем, что $Pe_{(нз)}^{(сп)} = 160/50n\pi$. Согласно зависимости $l_{кр(щ)} = \frac{2}{\pi} d_{кр}$ для щелевой горелки получаем $Pe_{(нз)}^{(щ)} = l_{(щ)} / \lambda_H = 2$. То есть, размеры щели начинают влиять на U_H при $l_{(щ)} \leq 2\lambda_H$.

В обзоре мы рассматривали концепцию растяжения пламени, выдвинутую в [108] и использованную в [54] для установления связи между критическим расстоянием и шириной зоны подогрева. Но поскольку λ_H и $l_{кр(щ)}$ практически одна и та же величина, то использование этой концепции в данном случае теряет свой смысл, как, впрочем, и применительно к турбулентному горению.

Можно также отметить, что такая характеристика как «мертвое пространство» не имеет самостоятельного смысла. Она представляет собой просто часть ширины фронта пламени, расположенную между его передней границей и зоной свечения, и столь же мало зависит от внешних факторов, как и λ_H .

Результаты, полученные в настоящей главе, показывают, что ширина нормального фронта пламени, как она определена в настоящей работе, имеет основополагающее теоретическое значение,

позволяя обобщить обширные, разрозненные до этого эмпирические данные, и осуществить их количественное описание, невозможное без использования этой характеристики.

4.5. Расчет характеристик

U_H , λ_H , ω_H и максимально достижимой теплонпряженности при разных началь- ных параметрах смеси

Расчет основных характеристик факела имеет большой практический интерес при создании высокофорсированных топливосжигающих устройств, например, двигателей летательных аппаратов, так как позволяет определить максимально возможную объемную теплонпряженность процесса горения для различных смесей топлива и окислителя при различных начальных параметрах.

Зависимость величины $U_{H(см)}$ от давления в общем случае является весьма сложной. Для практических расчетов она аппроксимируется выражением

$$U_{H(см)} = U_{H(0)} \cdot \left(\frac{P_{см}}{P_o} \right)^{-m} \quad (4.24)$$

Величина m определяется эмпирическим путем. Для метано-воздушной смеси в диапазоне давления от 1 – 20 ат $m = 0,4$. В пределах от 100 до 400 °С m слабо зависит от начальной температуры смеси.

Для любого состава при произвольных начальных параметрах смеси имеем:

$$\lambda_H = \frac{D_{CO_2(o)}}{U_{H(см)}} \cdot \left(\frac{T_{см}^{\Gamma}}{T_o} \right)^{1,95} \cdot \left(\frac{T_{см}}{T_o} \right)^{1,5} \cdot \left(\frac{P_o}{P_{см}} \right)^{0,6}, \quad (4.25)$$

где $U_{H(см)}$ берется при данных параметрах смеси, величина $T_{см}^{\Gamma}$ берется по справочным данным.

Если величина $U_{H(см)}$ для данных параметров смеси неизвестна, то она может быть определена по зависимости:

$$U_{H(см)} = U_{H(o)} \cdot \left(\frac{T_{см}}{T_o} \right)^{1,95} \cdot \left(\frac{T_{см}^r}{T_o} \right)^{-0,45}, \quad (4.26)$$

Подставляя (4.25.) в (4.26), получаем:

$$\lambda_H = \frac{D_{CO_2(o)}}{U_{H(o)}} \cdot \left(\frac{T_{см}}{T_o} \right)^{-0,45} \cdot \left(\frac{T_{см}^r}{T_o} \right)^{1,5} \cdot \left(\frac{P_{см}}{P_o} \right)^{-0,6}, \quad (4.27)$$

Для произвольной политропы имеет место:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (4.28)$$

Принимая $n = 1,41$, получаем:

$$T_{см} = T_o \cdot \left(\frac{P_{см}}{P_o} \right)^{0,276} \quad (4.29)$$

Подставляя это значение в (4.27), получим:

$$\lambda_H = \frac{D_{CO_2(o)}}{U_{H(o)}} \cdot \left(\frac{T_{см}^r}{T_o} \right)^{1,5} \cdot \left(\frac{P_{см}}{P_o} \right)^{-0,71} \quad (4.30)$$

Величины U_H и λ_H требуются для расчета интенсивности горения в камерах сгорания.

Для расчетов величины ω_H для горючей смеси можно получить общую зависимость.

Запишем выражение для ω_H через общие зависимости для λ_H и CO_H ; используя (4.29) и (4.30), получим:

$$\omega_{Hсм} = \frac{U_{H(см)}}{\lambda_{H(см)}} = \left(\frac{U_{H(o)}^2}{D_{CO_2(o)}} \right) \cdot \left(\frac{T_{см}}{T_o} \right)^{2,4} \cdot \left(\frac{T_{см}^r}{T_o} \right)^{-1,95} \cdot \left(\frac{P_{см}}{P_o} \right)^{0,2} \quad (4.31)$$

Объемная интенсивность горения смеси, сжатой в политропном процессе, $\omega_{H(cм)}^{(n)}$, получаем, используя (4.28):

$$\omega_{H(cм)}^{(II)} = \left(\frac{U_{H(0)}^2}{D_{CO_2(0)}} \right) \cdot \left(\frac{P_{cм}}{P_o} \right)^{0,31} \left(\frac{T_{cм}^\Gamma}{T_o} \right)^{-1,95} \quad (4.32)$$

Теперь можно определить объемную теплонапряженность процесса, предельно достижимую для данной смеси при произвольных начальных параметрах.

Таким образом, величина λ_H является весьма важной с практической точки зрения. Она позволяет получить значения объемной интенсивности процесса горения в нормальном фронте $\omega_H = U_H / \lambda_H$, а вместе с ними – действительную величину максимально достижимой объемной теплонапряженности процесса горения в зависимости от состава и начальных параметров горючей смеси

$$Q_V^{\max} = H \cdot \omega_H, \text{ кВт/м}^3, \quad (4.33)$$

где $H = c \cdot Q_H'$ – низшая теплотворность смеси, кДж/м³; c – объемная

доля горючего газа в смеси, безразмерная; Q_H' – его низшая теплотворность, да получаем, что лных параметрах имеет месторитацию тественнопри уменьшении размера горелки ниже некоторого значения критерия кДж/м³ при данных начальных параметрах.

Так, например, для стехиометрической метано-воздушной смеси при нормальных начальных параметрах, используя значения U_H и λ_H из таблицы 4.3. и остальные данные из [60], получаем:

$$Q_V^{\max} = 0,0947 \cdot 35875 \cdot \frac{0,31}{0,002} = 5,27 \cdot 10^5 \text{ кВт/м}^3$$

Отметим здесь, что практически такая же величина Q_V^{\max} для смеси природного газа (CH₄ 98%) с воздухом была получена в работе [45] на основании исследований турбулентного горения. Для стехиометрической смеси пропан-воздух в нормальных условиях получаем

$$Q_V^{\max} = 0,04016 \cdot 91350 \cdot \frac{0,345}{0,0017} = 7,44 \cdot 10^5 \text{ кВт/м}^3 \quad \text{или} \quad (6,40 \cdot 10^8 \text{ ккал/м}^3 \cdot \text{ч})$$

Как уже отмечалось, в литературе имеются весьма приближенные, полученные разными авторами на различной основе и сильно завышенные оценки Q_V^{\max} для некоторых смесей. В частности, для смеси пропан-воздух при нормальных параметрах в [53, с. 464] приводится значение $Q_V^{\max} = 3,56 \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^3 \cdot \text{ч}$, что более чем в 5 раз превышает действительное значение.

Еще более завышенные оценки Q_V^{\max} даются для смеси CO-воздух. Для смеси CO(29%)-воздух $T_f = 2370 \text{ К}$; $U_n = 26,5 \text{ см/с}$ [30]. Тогда, согласно (4.16.) и (4.20.), получаем:

$$\lambda_n = \frac{0,11}{26,5} \left(\frac{2370}{293} \right)^{1,95} = 0,245 \text{ см}$$

и

$$Q_V^{\max} = 0,29 \cdot 12645 \frac{0,265}{0,00245} = 3,97 \cdot 10^5 \text{ квт/м}^3$$

В [12, с. 100] максимальная теплонапряженность в этом случае оценивается величиной $14,7 \cdot 10^9 \text{ ккал/м}^3 \cdot \text{ч}$, что в 40 раз превышает среднюю интенсивность горения в нормальном фронте пламени.

Наибольшие значения объемной теплонапряженности процесса горения достигаются в смесях C_2H_2 и H_2 . Для стехиометрической ацетилено-воздушной смеси при нормальных начальных параметрах получаем

$$Q_V^{\max} = 0,077 \cdot 56092 \frac{1,25}{0,00071} = 7,6 \cdot 10^6 \text{ квт/м}^3$$

для смеси водород (30 %) – воздух:

$$Q_V^{\max} = 0,03 \cdot 10806 \frac{1,70}{0,62 \cdot 10^{-3}} = 8,9 \cdot 10^6 \text{ квт/м}^3$$

Резко возрастает объемная теплонапряженность горения при замене воздуха кислородом. Так, для смеси $2H_2 - O_2$ при нормальных начальных параметрах и значениях $U_n = 900 \text{ см/с}$ и $\lambda_n = 0,018 \text{ см}$

получаем $Q_V^{\max} = 3,6 \cdot 10^8 \text{ квт/м}^3$ или $3,1 \cdot 10^{11} \text{ ккал/м}^3 \cdot \text{ч}$.

Значительные возможности интенсификации горения дает повышение начальной температуры смеси. Так, например, для стехиометрической смеси метан-воздух при нормальном давлении

и $T_{\text{см}} = 693 \text{ К}$ величина $Q_v^{\text{max}} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ кВт / м}^3$, что в 2,85 раза выше, чем при $T_{\text{см}} = 293 \text{ К}$.

Влияние давления на интенсивность горения для большинства смесей определяется зависимостью $Q_v^{\text{max}} \sim p^2$.

Таким образом, введение в инженерные расчеты характеристики λ_n позволяет получить чрезвычайно важную информацию, необходимую при выборе состава горючей смеси и ее рациональных начальных параметров, при решении задач оптимального регенеративного подогрева горючей смеси или ее отдельных компонентов.

Существует мнение, что химическая кинетика реакций горения представляет практически неограниченную возможность интенсификации теплотехнических процессов. Как видно из полученных результатов (в том числе в главе 3) весьма близкие к предельным значениям теплонапряженности процесса горения достигаются в камерах сгорания весьма простой конструкции за счет минимизации размеров струй сжигаемой смеси.

Широкого распространенная и разрабатываемая в разных вариантах установка на достижение неких далеких пределов по теплонапряженности горения за счет интенсификации процессов смешивания свежей смеси с продуктами сгорания (в пределе – «реактор идеального перемешивания») является ошибочной.

4.6. Результаты экспериментальных исследований и некоторые выводы феноменологической теории

1. Проведены исследования феноменологической структуры ламинарного фронта пламени в смеси природный газ (CH_4 98 %) – воздух при различных значениях коэффициента избытка воздуха и начальной температуры смеси. Измерены значения ширины фронта по T - и CO_2 -профилям.

2. Показано, что постоянная с размерностью длины, входящая в описание характеристики турбулентного факела $\omega_{\text{ф}}^{\text{T}}$ и зависящая только от состава и физических параметров смеси, совпадает со значением λ_n , измеренным на ламинарном фронте пламени этой же

смеси. Таким образом, впервые двумя независимыми способами определена величина второй феноменологической характеристики нормального фронта пламени. Установлено также, что величина λ_n практически совпадает с такими характеристиками, как критическое расстояние, $l_{кр}$, гасящее расстояние, $l_{гр}$, минимальное расстояние между электродами при минимальной энергии зажигания смеси, $l_{МЭЗ}^{min}$.

3. Впервые определена такая важная характеристика, как максимально достижимая объемная теплонапряженность процесса горения Q_v^{max} для различных смесей. Имеющиеся в литературе отдельные оценки величины Q_v^{max} оказались завышенными на порядок.

4. В соответствии с методологическим решением вопроса о феноменологическом этапе развития теории разработана модель распространения нормального фронта пламени и осуществлен вывод зависимости, связывающей обе характеристики фронта U_n и λ_n через параметры свежей смеси и процесса горения. Сопоставление результатов расчета с полученными автором и имеющимися в литературе данными по λ_n , $l_{гр}$, $l_{кр}$, $l_{МЭЗ}^{min}$ для смесей различного состава и начальных параметров (диапазон изменения $\omega_n - 10^5$) показывает, что они находятся в хорошем соответствии; расхождение не превышает точности эксперимента.

5. Доказана неприемлемость используемого в теории представления о существовании области прогретой смеси перед зоной горения и, соответственно, имеющегося уравнения распределения температуры в ней.

6. Совокупность полученных результатов дает основание утверждать, что хотя наиболее общая характеристика фронта пламени – величина ω_n определяется химической кинетикой процесса горения, связь между двумя феноменологическими характеристиками – U_n и λ_n , через которые эта величина определяется, имеет физический характер и не зависит от химического состава смеси, а следовательно, и от кинетического типа химических реакций в пламени.

7. Дана физическая интерпретация критерия Pe для пламени.

5.1. Доказательство независимости химической кинетики от характеристик турбулентности при горении гомогенной смеси

В главе 3 было доказано, что объемная интенсивность горения в ламинарном и турбулентном факелах $\omega_{\text{ф}}$, являющаяся наиболее общей характеристикой кинетического горения, не зависит от расхода смеси, режима течения и характеристики турбулентности.

Величина $\omega_{\text{ф}}$ для данной горелки определяется фундаментальной скоростью $U_{\text{н}}$ и пространственной с размерностью длины, характеристикой нормального фронта пламени, одинаковой для горелок любой формы и размеров – $\lambda_{\text{н}}$.

В главе 4 было показано, что эта пространственная характеристика есть ничто иное, как ширина нормального фронта пламени, являющейся такой же фундаментальной характеристикой фронта пламени и химико-физической константой горючей смеси, как и величина $U_{\text{н}}$.

Величина $U_{\text{н}}$ и $\lambda_{\text{н}}$ однозначно связаны между собой через феноменологические характеристики процесса горения: 1) коэффициент диффузии лимитирующего продукта реакции, 2) адиабатическая температура горения, 3) начальные параметры смеси. Тот факт, что величина $\omega'_{\text{ф}}$ полностью определяется химико-физическими константами $U_{\text{н}}$ и $\lambda_{\text{н}}$ и геометрическими параметрами горелки l и π и зависит от них совершенно таким же образом и $\omega_{\text{ф}}^{\text{л}}$, и позволил в главе 3 по характеристикам турбулентного пламени определить химико-физические константы.

Из зависимости (3.9.), записанной для факелов двух различных по размеру горелок d_{01} и d_{02} , получаем выражения наиболее непосредственно связывающие U_H и λ_H с ω_Φ :

$$U_H = \frac{\omega_{\Phi 1} \cdot \omega_{\Phi 2} (d_{02} - d_{01})}{6(\omega_{\Phi 1} - \omega_{\Phi 2})}; \quad (5.1)$$

$$\lambda_H = \frac{\omega_{\Phi 2} \cdot d_{02} - \omega_{\Phi 1} \cdot d_{01}}{6(\omega_{\Phi 1} - \omega_{\Phi 2})} \quad (5.2)$$

Аналогичные зависимости можно получить и при сопоставлении горелок разной формы.

Но главный смысл уравнений (5.1) и (5.2) заключается в том, что независимость от режима течения величины ω_Φ означает то же самое для U_H и λ_H .

По определению, полностью отвечающему их химико-физическому смыслу, U_H и λ_H являются суммарным выражением химико-физических свойств смеси, проявляющихся в химической кинетике процесса горения, в определенной последовательности и интенсивности превращения вещества в нормальном фронте пламени.

Однако, ввиду весьма большого числа взаимосвязанных химико-физических процессов во фронте пламени и нелинейности их характеристик, совершенно невозможно допустить, что влияние турбулентности на детальную химическую кинетику во всех случаях варьирования параметрами турбулентности осуществляется таким образом, что в результате мы все время имеем сохраняющиеся значения суммарных характеристик.

Единственный вывод, который здесь можно сделать заключается в том, что турбулентные характеристики не влияют не только на химико-физические константы, но и на детали химической кинетики.

Естественно, что и другие интегральные характеристики кинетического горения не должны зависеть от характеристик турбулентности.

В свете этого, совершенно закономерным является тот факт, что светимость факела, как суммарная характеристика зоны горения, не зависит от турбулентности.

Факел излучает электромагнитные волны, в том числе и видимые, различной длины и интенсивности в зависимости от состава и параметров молекул и частиц в зоне реакции.

В работе [19, с. 419] приводятся данные по сопоставлению интенсивности света, излучаемого ламинарным и турбулентным пропано-воздушным пламенем при одинаковых скоростях потока и состава смеси. Для получения различных режимов течения изменялся диаметр горелки. С помощью фотоэлемента измерялась интенсивность света, проходящего через желтый светофильтр (преимущественно излучение C_2) и голубой (преимущественно излучение CH). Установлено, что при одинаковых расходах топлива интенсивности излучения ламинарного и турбулентного пламени совпадают.

Отношение интенсивности света, проходящего через голубой и желтый светофильтр одинаково для ламинарного и турбулентного пламени.

Картина нарушается лишь при сжигании богатых смесей (с коэффициентом избытка топлива менее 1,2). Это и естественно, так как открытый факел богатой смеси является 2-ступеньчатым – он окружен зоной диффузионного догорания неполных продуктов кинетического горения в первой ступени. Диффузионный процесс горения существенным образом зависит от условий смешивания с окружающим воздухом и, следовательно, от режима течения. Несмотря на недопустимость сравнительных исследований открытых факелов богатой смеси, такая методика, к сожалению, находит применение и сейчас (см. например [47]).

Таким образом, в ламинарном и турбулентном кинетических факелах образуются одинаковые концентрации молекул и радикалов, имеющих одинаковую температуру и характеристики излучения. Этот факт весьма убедительно говорит о том, что оба этих вида факелов при разной макроструктуре имеют одинаковый микро-состав или что детальная кинетика в обоих случаях тождественна.

Совершенно неправдоподобным является предположение, что при разном микросоставе факелов интенсивность света может выравниваться за счет макроструктуры!

Столь же закономерным является результат о независимости от **Re** ионной проводимости или величины тока проходящего через факел, расположенный в электрическом поле [50–52]. Здесь величина

тока, независимо от режима течения, пропорциональна расходу смеси данного состава. В [51], например, использовались стехиометрические метано-кислородные смеси с разным содержанием азота. В качестве анода использовалась горелка, а катод представлял собой водоохлаждаемую спираль, расположенную вокруг факела. Экспериментальные результаты строго подтвердили пропорциональность величины тока расходу смеси. Это означает, что на единицу объема смеси в факеле, независимо от режима течения, приходится одно и то же количество заряженных частиц.

Важность этого факта как доказательства того, что режим течения не влияет на кинетику процесса, возрастает в связи с тем, что связь между скоростями химической ионизации и горения сложна и не сводится к линейной зависимости от начальных условий, в том числе от α [56]. Поэтому изменение кинетики под влиянием турбулентности, если бы оно имело место, в том числе и за счет местных изменений α , как это предполагается в [61], сразу обнаружилось бы себя изменением тока ионизации.

Итак, мы еще раз подтверждаем, что доказательство справедливости феноменологической зависимости (3.9) есть вместе с тем и самое общее доказательство независимости химической кинетики горения гомогенной смеси от аэродинамических и турбулентных характеристик течения. Рассмотренные выше результаты являются лишь частными случаями из большого ряда возможных подтверждений этого положения.

Рассмотрим теперь вопрос о макроструктуре турбулентного факела.

Характеристику кинетического факела ω_ϕ в общем виде можно определить выражением:

$$\omega_\phi = \frac{V_{см}}{V_\phi} = \frac{V_{см}}{V_{хя(\phi)} + V_{зг(\phi)}}, \quad (5.3)$$

где, независимо от вида факела:

$$V_\phi = V_{хя(\phi)} + V_{зг(\phi)} \quad (5.4)$$

Здесь $V_{хя(\phi)}$ – объем факела, занятый только свежей смесью, а $V_{зг(\phi)}$ – объем, где протекает процесс горения.

Для данной горелки и горючей смеси при постоянном расходе последней величина $V_{(\phi)}$ остается постоянной, в то время как при переходе ламинарного режима течения в турбулентный соотношение объемов $V_{\text{ХЯ}(\phi)}$ и $V_{\text{ЗГ}(\phi)}$ изменяется. При этом, как было показано, микросостав факела не меняется, а макроструктура его, безусловно, меняется.

Рассмотрим сначала ламинарный факел. Для круглой горелки при $V_o \gg U_H$ и равномерном поле скоростей имеем:

$$V_{\text{ХЯ}(\phi)}^{\lambda} = \frac{1}{3} \frac{\pi d_o^2}{4} L_{\phi}^{\lambda} = \frac{\pi d_o^3}{24 U_H} \cdot V_o \quad (5.5)$$

и

$$V_{\text{ЗГ}(\phi)}^{\lambda} = \frac{1}{2} \pi d_o \lambda_H \cdot L_{\phi}^{\lambda} = \frac{\pi d_o^2 \lambda_H}{4 U_H} \cdot V_o \quad (5.6)$$

Для ламинарного факела величина каждой из двух частей общего объема факела пропорциональна скорости V_o , а отношением между ними является постоянной величиной. Для круглой горелки имеет место:

$$V_{\text{ХЯ}(\phi)}^{\lambda} / V_{\text{ЗГ}(\phi)}^{\lambda} = \frac{d_o}{6 \lambda_H} \quad (5.7)$$

Запишем (5.3) в виде:

$$\omega_{\phi} = \frac{1}{V_{\text{ХЯ}(\phi)} / V_{\text{СМ}} + V_{\text{ЗГ}(\phi)} / V_{\text{СМ}}} \quad (5.8)$$

$$\omega_{\phi} = \frac{1}{1/\omega_{\text{ХЯ}(\phi)} + 1/\omega_{\text{ЗГ}(\phi)}} \quad (5.9)$$

Для ламинарного факела имеет место:

$$\omega_{\text{ХЯ}(\phi)}^{\lambda} = V_{\text{СМ}} / V_{\text{ХЯ}(\phi)} = 6 U_H / d_o \quad (5.10)$$

$$\omega_{\text{ЗГ}(\phi)}^{\lambda} = V_{\text{СМ}} / V_{\text{ЗГ}(\phi)} = U_H / \lambda_H = \omega_H \quad (5.11)$$

То есть, в ламинарном факеле объем зоны горения – это объем ламинарного фронта.

Зависимость (5.9) мы можем переписать в виде:

$$\omega_{(\phi)}^a = \frac{1}{d_o / (6U_H) + 1 / \omega_H} \quad (5.12)$$

Согласно (3.9) для турбулентного факела справедлива как общая зависимость (5.9), так и зависимость (5.12).

Перепишем (5.9) в виде:

$$\omega_{(\phi)}^T = \frac{1}{1 / \omega_{\text{ср}(\phi)}^T + 1 / \omega_{\text{зс}(\phi)}^T} \quad (5.13)$$

Приняв, что

$$\omega_{\text{зс}}^T = \beta \cdot \omega_H \quad (5.14)$$

по аналогии с (5.12) запишем как:

$$\omega_{(\phi)}^T = \frac{1}{d_o / (6U_T) + 1 / (\beta \cdot \omega_H)} \quad (5.15)$$

Рассмотрим случай сильной турбулентности; здесь согласно [22] имеет место $U_T \sim V'$. Тогда на основании (3.9), (5.12) и (5.15) имеем:

$$\frac{d_o}{6U_H} + \frac{1}{\omega_H} \approx \frac{d_o}{6V'} + \frac{1}{\beta \omega_H} \quad (5.16)$$

Откуда получаем:

$$\beta = \frac{6V' \cdot U_H}{6V' U_H + d_o \omega_H (V' - U_H)} \quad (5.17)$$

Таким образом, величина β , а следовательно и средняя интенсивность процесса горения в объеме турбулентного факела $V_{\text{зг}(\phi)}$, по мере увеличения V_0 и d_0 и интенсивности турбулентности быстро понижается.

Экспериментальные исследования показывают, что интенсивность химических превращений в турбулентном фронте пламени значительно ниже, чем в ламинарном. Так, согласно данным [62], где скорость реакции оценивалась по величине тока ионизации, скорость горения в турбулентном факеле оказалась на порядок ниже, чем ламинарном фронте.

В этой работе исследования проводились на горелке диаметром $d_0 = 0,3$ м, применялась бензино-воздушная смесь при начальной температуре $T_{см} = 240$ °С. При $U_n = 1,0$ м/с, $\lambda_n = 0,0018$ м и $\omega_n = 555$ с⁻¹. Скорость потока составляла 30 м/с. Для случая естественной трубной турбулентности имеем $\varepsilon = 0,05$, $v' = 1,5$ м/с. Подставляя все данные в (5.17.), получаем результат, соответствующий [62]:

$$\beta = \frac{6 \cdot 1,5 \cdot 1,0}{6 \cdot 1,5 \cdot 1,0 + 0,3 \cdot 555(1,5 - 1,0)} = 0,097 \quad (5.18)$$

Таким образом, все рассмотренные экспериментальные данные различных исследований и результаты настоящей работы позволяют определить качественный и количественный состав турбулентного фронта пламени или $V_{зг(\Phi)}$ и дать общую оценку его структуры.

Будем считать, что ламинарный фронт пламени полностью занят реагирующим веществом. Замена ламинарного факела на турбулентный при прочих равных условиях не изменяет общее количество реагирующего вещества в факеле, иначе нарушался бы баланс между количеством смеси, входящей в объем факела и сгорающей в нем.

Кроме того, это прямо подтверждают рассмотренные выше опытные данные.

С точки зрения модели поверхностного горения это говорит о сохранении в данном случае величины «поверхности» ламинарного фронта пламени внутри турбулентного.

Количество свежей смеси, находящейся в объеме турбулентного фронта и в объеме $V_{хя(\Phi)}^T$, в сумме такое же, как количество смеси в $V_{хя(\Phi)}^L$ при одинаковых расходах смеси через горелку.

Что касается макроструктуры ламинарного фронта внутри турбулентного, то скорее всего в большинстве случаев она существенно деформирована, хотя это никак не влияет на течение химических превращений в силу гомогенности среды и исчезающе малого влияния макроскопических сдвигов структуры на микроусловия химических превращений.

Ход реакции не изменяется даже в том случае, когда нормальный (ламинарный) фронт пламени вообще не успевает образоваться. Это легко показать на примере реактора Лонгвелла. Воспользуемся структурой течения, полученной в [28].

При расстоянии между внутренней и наружной сферами 0,03 м, скорости истечения смеси порядка 300 м/с и величине $U_n = 0,30$ м/с на активном участке струи ширина фрагмента ламинарного фронта пламени (если он может сохранить свою индивидуальность) достигает значения, которое почти на два порядка меньше величины λ_n :

$$\Delta \lambda_n = \frac{U_n}{v_o} \Delta r = \frac{0,3}{300} \cdot 0,03 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$$

Дальнейший процесс горения протекает в зоне интенсивного смешения, что будет препятствовать созданию полноразмерного фронта. Но это, как мы видели, не влияет на общую характеристику горения. Оно протекает так, что суммарная интенсивность процесса ω_n и константы U_n и λ_n сохраняют свое значение (хотя упорядоченного в макромасштабе ламинарного фронта здесь нет), и подстановка их значений в зависимость (3.9) и для ω_{Φ}^T , в соответствии с общим свойством кинетического горения, согласно которому $\omega_{\Phi}^T = \omega_{\Phi}^L$, и здесь дает верный результат.

Еще раз подчеркнем, что турбулентный факел является таким объектом, в котором структурные элементы его объема – «холодное» ядро и зона горения – находятся в неразрывной взаимосвязи и описание вне этой связи характеристик турбулентного фронта пламени не может быть осуществлено. Впрочем, этот вывод был получен уже при методологическом анализе задачи.

Некоторые направления в теории турбулентного горения совместно рассматривают две характеристики турбулентного фронта пламени – U_T и λ_T . Это позволяет, хотя бы качественно, сопоставить полученные в этих теориях результаты с данными опытов.

Рассмотрим, например, теорию поверхностного горения. В [2] для мелкомасштабной турбулентности получены зависимости для λ_T . Используя их получаем:

$$\omega_{3\Gamma(\text{мм})}^T = \beta_1 \sqrt{\frac{l}{\lambda} \cdot V' \cdot U_n} / \beta_2 \sqrt{\frac{V'}{U_n}} \cdot l \lambda = \frac{\beta_1 U_n}{\beta_2 \lambda} = \beta \omega_n \quad (5.19)$$

Здесь β_1 и β_2 , постоянные величины, меньше единицы. То есть, получается, что $\omega_{3\Gamma(\text{мм})}^T$ не зависит от характеристик турбулентности, что не соответствует эксперименту.

Для крупномасштабной турбулентности, имея в виду приведенные зависимости, также полученные в [16] имеет место:

$$\omega_{3\Gamma(\text{мм})}^T \sim V' / \left(l \frac{V'}{U_H} \right) = \frac{U_H}{l} \quad (5.20)$$

Выходит, что величина $\omega_{3\Gamma(\text{мм})}^T$ не зависит от v_0 , d_0 , и ε , что неприемлемо.

Результат, аналогичный (5.19), дает и зависимость (2.11), которая является одной из основных при описании турбулентного горения с помощью вероятностных характеристик (см. [6] и др.).

Неприемлемыми в свете полученных результатов являются и существующие теории, которые определяют критерии существования ламинарного фронта внутри турбулентного – [64] и критерии основных механизмов горения, приведенные в работах [65, 66].

Впрочем, как уже можно было убедиться, дело не в частностях, а в общем методологическом подходе к выбору и описанию объектов теории горения.

Что же касается принципиальной стороны вопроса, то с физической точки зрения турбулентность в такой степени может влиять на процесс кинетического горения, в какой энергия турбулентных пульсаций сопоставима с энтальпией свежей смеси, то есть, практически это влияние не может быть обнаружено.

5.2. Элементы структуры ламинарного фронта пламени и их химическая интерпретация

Температурный профиль и профиль концентрации CO_2 , как вещества, образование которого лимитирует скорость горения углеводородо-воздушных /кислородных/ смесей, должны отражать некоторые общие химические и феноменологические черты процесса.

В главе 4 мы уже говорили о том, что CO_2 -профиль имеет три весьма характерных участка. Первый из них, участок OA (см. рис. 4.19), с феноменологической точки зрения представляет самостоятельный интерес.

На этом участке экспериментальный график CO_2 совпадает с зависимостью (4.1), описывающей диффузионное распределение CO_2 при скорости его молекул, соответствующей адиабатической температуре горения смеси T_{Γ} .

Особенно заметным это становится с увеличением коэффициента избытка воздуха (см. рис. 4.15, 4.16).

Конечно, только на физической основе объяснить форму профиля CO_2 на этом участке нельзя, так как величина T_{Γ} для молекул CO_2 на нем может поддерживаться лишь в результате их непрерывного образования в зоне реакции – вплоть до передней границы фронта.

Так что, полученный здесь профиль CO_2 , хотя и соответствует уравнению (4.1), нуждается, в принципе, в химико-кинетическом объяснении. Такое совпадение действительного и рассчитанного CO_2 -профилей является, по-видимому, частным случаем, характерным для углеводородов (может быть, только для метанового ряда – алканов).

Реакция образования CO_2 протекает на участке OA по механизму, существенно отличному от механизма, имеющего место на участке AB , где наблюдается резкий всплеск выхода CO_2 .

Возможно, что на участке OA образование CO_2 идет по неразветвленному цепному механизму, а суммарный ход процесса здесь определяется «выгоранием» водорода. Это вытекает из сопоставления H_2O - и CO_2 -профилей в углеводородных пламенах. Образование максимального значения H_2O достигается в ламинарном фронте на расстоянии $(0,3 \div 0,5) \lambda_n$ и приходится на начальную область участка AB .

Третий участок, BC , по-видимому, не имеет особых кинетических отличий от AB . Снижение интенсивности процесса здесь обусловлено малой концентрацией реагентов.

По мере увеличения α длина участка OA быстро возрастает, в то время как общая протяженность зоны AC меняется мало. Начало «всплеска» выхода CO_2 по мере того, как α стремится к нижнему концентрационному пределу – α'' , отодвигается все дальше от передней границы фронта, а абсолютная величина приращения на нем концентрации CO_2 быстро уменьшается.

Это позволяет сделать вывод, что наличие этого «всплеска», то есть участка AB , является необходимым условием возможности

самораспространения волны реакции в углеводородно-воздушной смеси, то есть существования в ней фронта пламени. В связи с этим концентрационные пределы распространения фронта пламени следует связать не с тепловыми потерями от фронта пламени, как это делается в существующих теориях, а с химической кинетикой процесса.

Температура T_A , соответствующая точке A , растет по мере увеличения α , приближаясь к максимальной температуре горения смеси данного состава.

Интересно, что при α , близком к единице, величина $T_A = 540^\circ \text{C}$ соответствует температуре самовоспламенения T_B [58], однако по другим данным величина T_B значительно выше (см., например, [59]).

Вопрос о соотношении величины T_B , которая не есть константа, и температуры зажигания во фронте, которая условна и лишь предположительно может быть связана с величиной T_B , является сложным. Кроме того, хотя величина T_A может быть получена довольно однозначно, о величине T_B этого сказать пока нельзя.

В ламинарном фронте отрезок $X_0 - X_A$ можно рассматривать как минимальную протяженность зоны реакции, при которой достигается такое развитие процесса, что становится возможным его дальнейшее распространение в смеси.

Для смеси природного газа с воздухом при α близком к единице и нормальных начальных параметрах в наших опытах получено: $\lambda_{н1} = X_A - X_0 = 0,25 \text{ мм}$ (см. рис. 4.19).

На предсрывном режиме в реакторе Лонгвелла с $d_0 = 1,0 \text{ мм}$ теплонапряженность объема, определявшаяся по расходу смеси при $\eta_{cr} = 0,83$ составила при $P = 1 \text{ ата}$ величина $Q_V = 26,7 \cdot 10^8 \text{ ккал/м}^3 \text{ч}$ [23].

На реакторе с $d_0 = 1,75$ при полном сгорании смеси было получено $Q_V = 33,0 \cdot 10^7 \text{ ккал/м}^3 \text{ч}$. Перерасчет по (3.9) на $d_0 = 1,0 \text{ мм}$ дает $Q_V = 36,0 \cdot 10^7 \text{ ккал/м}^3 \text{ч}$.

Примем $\lambda_{н1} = 2 \text{ мм}$. Тогда средняя ширина зоны горения, достигаемая в объеме реактора на предсрывном режиме, может быть определена как величина, пропорциональная времени пребывания смеси в реакторе или обратно пропорциональная ее расходу и соответствует величине $\lambda_{н1}$:

$$\lambda_{H(cr)} = \lambda_H \frac{36,0 \cdot 10^7}{26,7 \cdot 10^8} \cdot \frac{0,83}{1,0} = 0,24 \text{ мм}$$

Рассмотрим, как влияет на химико-физические константы молекулярный вес и структура молекул углеводородных топлив.

Мы уже могли убедиться (см. главу 4), что связь между химико-физическими константами носит физический характер. В то же время сами константы есть интегральные характеристики химической кинетики. Описание их с помощью зависимостей, основанных на упрощенных механизмах, учитывающих в той или иной степени «основные черты» химического процесса, хотя и возможно с достаточной точностью, но эта точность достигается за счет эмпирических коэффициентов, пригодных только для данного случая. Формальный характер этих зависимостей обнаруживается в том, что даже близкие по химической природе топлива, например – углеводородные, не могут быть объединены описанием U_n на общей основе. То есть, эмпирические коэффициенты, входящие в эти уравнения, отражают свойства лишь узкого вида углеводородных соединений.

Так, даже углеводороды, входящие в один гомологический ряд, например: 1-бутин и 2-бутин, имеющие одинаковый молекулярный вес и примерно одинаковую максимальную температуру горения (2413К и 2401К соответственно) значительно отличаются величиной максимальной скорости: $U_n = 58,1$ см/с и 51,5 см/с соответственно. Различие в структуре, которая для 1-бутина имеет вид $C \equiv C - C - C$, а для 2-бутина $C - C \equiv C - C$ и существенно изменяет кинетику процесса, что приводит к индивидуальному характеру эмпирических коэффициентов, входящих в выражения для U_n , на какой бы основе эти выражения не создавались.

Вывод на основе общих соображений или каких-либо дополнительных правил, как, например, вывод на основе уравнения сохранения соотношения, которым «строго устанавливается то единственное значение температуры, к которому следует отнести эффективные кинетические параметры» [57], по существу ничего не меняет, так как не позволяет учесть индивидуальные особенности кинетики, в том числе – в рассмотренном выше примере.

Весьма характерным с точки зрения общих закономерностей горения углеводородов является тот факт, что, как уже отмечалось, водород, входящий в состав молекул углеводородов, выгорает значительно раньше, чем углерод.

В настоящее время имеется еще очень мало данных по профилям H_2O во фронте пламени углеводородно-воздушных, в том числе и метано-воздушных смесей.

В работе [39] было показано, что профили температуры, полученные во фронте пламени одной и той же смеси при давлениях, отличающихся вдвое – 10^4 Па и 5×10^3 Па – практически совпадают, если линейную координату последнего уменьшить в два раза.

Этот важный результат полностью вытекает из зависимости (4.8), полученной нами, когда величина m в соотношении $U_n \sim P^{-m}$ близка к нулю.

Более того, из зависимости (4.8) в определенном диапазоне изменения $P_{\text{см}}$ вытекает аналогичное T -профилю и свойство всех концентрационных профилей. Таким образом, обнаруженное в [39] совпадение H_2O -профилей (названное здесь «паразитическим») является частным случаем общего свойства всех концентрационных профилей, определяемых кинетикой горения, и, в первую очередь, CO_2 -профиля, которому, как и по T -профилю, определяется λ_n .

Это свойство позволяет на основании имеющихся, пока немногочисленных данных по H_2O -профилям сделать некоторые предварительные выводы.

Рассмотрим энергию связи Δh_n^* [ккал/моль] атома водорода в молекулах и радикалах [67, 68, 69]:

$\text{H} - \text{H}$	103,3	изо – $\text{C}_3\text{H}_7 - \text{H}$	94	(5.21)
$\text{CH}_3 - \text{H}$	103	н – $\text{C}_4\text{H}_9 - \text{H}$	94	
$\text{C}_2\text{H}_5 - \text{H}$	98	$\text{C} - \text{H}$	81	
н- $\text{C}_3\text{H}_7 - \text{H}$	95	$(\text{CH}_2=\text{CH}_2) - \text{H}$	104	

Мы видим, что величина Δh_n^* в парафиновых углеводородах весьма близка к энергии связи в молекуле H_2 . Поэтому водород, связанный с углеродом, практически равноценен при горении газообразному водороду.

Известно, что в сложных газовых смесях с воздухом порядок выгорания такой, что сначала выгорает водород, затем метан и в последнюю очередь – окись углерода [70]. Аналогичный порядок сохраняется при горении углеводородов, несмотря на то, что водород связан.

Углеводороды оказывают ингибирующее влияние на горение H_2 . Это проявляется, например, в отклонении от правила Ле-Шателье для переделов распространения пламени при малых добавках в водородо-воздушную смесь CH_4 , CH_3OH и других соединений [71].

Совершенно естественно, что это ингибирующее влияние проявляется и на выгорании водорода, входящего в состав самих углеводородных соединений.

Но, как мы уже видим, кинетика, влияя на химико-физические константы, не влияет на их отношения, которые даются расчетными зависимостями (4.6) и (4.8).

Сравним ширину H_2O -профиля в метано-кислородном пламени и в водородно-кислородном пламени при одинаковых концентрациях по H_2 .

В работе [72] для смеси 7,85 % CH_4 + 91,43 O_2 при нормальной начальной температуре и $P_{cm} = 10^{-2}$ МПа, $U_n = 2,5$ см/с; при этом ширина профиля H_2O составила $\lambda_{n(H_2O)} = 0,3$ см.

Если водород, входящий в CH_4 , рассматривать как свободный в виде H_2 , то его приведенная концентрация в смеси составит примерно 16 %. Рассчитаем ширину H_2O -профиля для этого случая. Причем, примем во внимание следующее обстоятельство. При горении свободного водорода в H_2 - O_2 -смеси с такой концентрацией величина $U_{n(H_2O)} = 70$ см/с [54]. Этой скорости соответствует определенная величина $\lambda_{n(H_2O)}$ и $\omega_{n(H_2O)} = U_{n(H_2O)} / \lambda_{n(H_2O)}$.

При горении водорода, входящего в состав метана, величина скорости U_n задается лимитирующим продуктом – CO_2 . Но массовая скорость выгорания водорода при этом не должна измениться, то есть величина $\omega_{n(H_2O)}$ по рассмотренным ранее соображениям должна остаться постоянной. Но тогда величина $\lambda_{n(H_2O)}$ должна также соответственно уменьшиться в отношении $U_n / U_{n(H_2O)}$. С учетом этого для ширины H_2O -профиля в метано-кислородном фронте пламени запишем в соответствии с (4.21) и (4.22):

$$\lambda_{n(H_2O)} = \frac{U_n}{U_{H(H_2O)}} \cdot \frac{D_{H_2O}^0}{U_{H(H_2O)}} \cdot \left(\frac{T_\Gamma}{293} \right)^{1,8} \cdot \left(\frac{P_o}{P_{cm}} \right)^{1-m} \quad (5.22)$$

Для данного случая $T_{\Gamma} = 1850 \text{ К}$ [148], $m = 0$ [7]. Подставляя все величины в (5.22.), получаем:

$$\lambda_{H(H_2O)} = \frac{25}{70} \cdot \frac{0,235}{70} \cdot \left(\frac{1850}{293} \right)^{1,8} \cdot \frac{1}{0,1} = 0,33 \text{ см}$$

Этот результат находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными работы [72].

Рассмотрим еще один пример. В [73] исследовались профили концентраций смеси 9,6 % CH_4 – 21,3 % , O_2 – 69,1 % Ar при начальных параметрах $T_{\text{см}} = 298 \text{ К}$ и $P_{\text{см}} = 0,042 \text{ атм}$, $T_{\Gamma} = 1850 \text{ К}$, $U_{\text{н}} = 81,5 \text{ см/с}$. В переводе на H_2 по данным [74] с учетом величины $P_{\text{см}}$ находим $T_{\Gamma} = 1780 \text{ К}$; $U_{\text{н}(\text{H}_2\text{O})} = 200 \text{ см/с}$; для данной скорости $m = 0,15$. Тогда получаем:

$$\lambda_{H(H_2O)} = \frac{81,5}{200} \cdot \frac{0,235}{200} \cdot \left(\frac{1780}{293} \right)^{1,8} \cdot \left(\frac{1}{0,042} \right)^{1,15} = 0,47 \text{ см}$$

Экспериментальный профиль H_2O имеет в [73] ширину $\lambda_{\text{н}(\text{H}_2\text{O})} = 0,5 \text{ см}$.

Итак, действительно, можно считать, что водород выгорает в углеводородах таким образом, как если бы он находился в свободном молекулярном состоянии.

5.3. Некоторые общие черты механизма горения углеводородов в ламинарном фронте пламени

Выше было сказано, что не только $\lambda_{\text{н}}$, но и некоторые элементы структуры ламинарного фронта отражают его феноменологические свойства. Но вместе с тем, по-видимому, они отражают и некоторые общие черты химических превращений углеводородов во фронте пламени. Этот процесс, как мы видим, во многом определяется общими физическими характеристиками.

Весьма важным в этом смысле является факт «выгорания» водорода по схеме, не зависящей от вида углеводородного топлива.

Вместе с тем и особенности горения различных топлив могут быть объяснены на достаточно общей химико-физической основе.

Энергия отрыва водородного атома от CH_2 – группы в молекулах парафиновых углеводородов имеет такую величину (ккал/моль) [69].

$$\begin{array}{cccccccccccccccccccc} 93,6 & 88,8 & 86,9 & 86,1 & 85,8 & 85,7 & 85,7 & 85,8 & 86,1 & 86,9 & 88,8 & 93,6 \\ c & - & c & - & c & - & c & - & c & - & c & - & c & - & c & - & c & - & c \end{array} \quad (5.23)$$

Эта энергия практически не изменяется, начиная с пятого углеродного атома от конца цепи.

Энергия разрыва С-С-связи меньше, чем связи С-Н. Энергия разрыва $\text{CH}_3\text{-CH}_2$ -связи больше энергии разрыва связи $\text{CH}_2\text{-CH}_2$. Ниже даны некоторые значения энергии разрыва связей (ккал/моль).

$\text{CH}_3\text{-CH}_3$	86,0	$\text{C}_2\text{H}_5\text{-C}_2\text{H}_5$	79,5
$\text{C}_2\text{H}_5\text{-CH}_3$	80,5	$n\text{-C}_3\text{H}_7\text{-}n\text{-C}_3\text{H}_7$	76,0
$\text{C}_3\text{H}_7\text{-CH}_3$	81,0	$n\text{-C}_4\text{H}_9\text{-CH}_3$	80,0

(5.24)

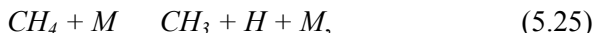
Именно соотношения энергий разрыва связей, приведенные в (5.23) и (5.24), определяют последовательность разрушения длинных цепочных молекул углеводородов во фронте пламени.

В [42] считается, что горение длинных цепочных молекул углеводородов протекает, через промежуточные вещества с меньшим молекулярным весом. Здесь предполагается, что, например, гексан выгорает, проходя стадии пропилена, этилена, метана и т.д. (с. 102).

Однако есть веские основания считать, что эти промежуточные вещества образуются не в результате последовательной цепной реакции, а возникают, как было показано, при независимом «выгорании» водорода, а последовательность разрыва связей определяется их энергией согласно, например, (5.24).

Кроме того, предположение о выгорании через промежуточные вещества противоречит тому факту, что для гексано-воздушных смесей величина λ_n меньше, чем для метано-воздушных.

Начало горения метана установлено достаточно хорошо [75]:

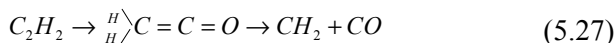


где роль частицы M могут выполнять H , OH , O и др. Естественно, что водород из середины цепи отрывается по такой же схеме, причем, согласно (5.23), с большей вероятностью, чем у концов.

Для метана цепь, приводящая к CO_2 имеет вид [75]:



Для ацетилена она короче [76]:



Но и в этом случае, по сравнению с образованием CO_2 , образование H_2O является опережающим (см. [42, с. 169]).

Мнение о том, что горение метана [42, с. 157] и ацетилена (с. 168) по сравнению с пламенем гексана приближается к тепловому, не имеет никаких оснований. Химико-физический механизм горения разных углеводородов имеет общий характер. А те особенности кинетики, которые обусловлены характером связей атомов углерода, не имеют принципиального значения.

Полученные феноменологические результаты намечают некоторые возможности упрощения задачи расчета химико-физических констант горючих смесей на основе рассмотрения интенсивности определяющих реакций ω ; с учетом их кинетики и последующего расчета характеристики суммарного процесса ω_n .

Знание ω_n , на основе полученных выше уравнений дает возможность определить химико-физические константы U_n и λ_n .

Путь получения констант скорости реакции на основе общей кинетики по уравнениям типа $U_n \sim \exp(-E/2RT_f)$ представляется нам значительно более сложным. Кроме того, и в этом случае нельзя обойтись без учета величины λ_n и феноменологической взаимосвязи ее со скоростью U_n .

6.1. Феноменологические исследования образования оксидов азота при горении газов

При использовании газообразного топлива наиболее общим является вопрос о влиянии способа сжигания на суммарное содержание NO_x в продуктах сгорания.

С технологической точки зрения имеется три основных вида (способа) сжигания газа. Они отличаются между собой способом смешения сжигаемого газа с воздухом [77, 7, 79, 80]. Это – 1) горение однородной смеси (кинетическое); 2) диффузионное горение газа; 3) горение с частичным первоначальным смешением газа с воздухом.

В последние годы в связи с поисками методов подавления NO_x в пламени, из третьего вида выделился способ 2-стадийного сжигания газа, когда на первой стадии вместе с газом подается только часть воздуха, необходимого для полного сгорания.

В реальных сжигающих устройствах четкую границу между факелами, образующимся при разных способах сжигания газа (за исключением кинетического) провести трудно. Все они представляют собой совокупность макрообъемов с разной величиной местного значения α и степенью смешения газа с воздухом. Характеристики горения здесь сложным образом зависят от конструктивных и режимных параметров топливосжигающего устройства.

Для получения сопоставимых результатов в столь сложных условиях эксперимент должен быть определенным образом идеализирован, чтобы ограниченное число исследуемых вариантов позволило получить достаточно полную картину взаимосвязи характеристик и параметров процессов.

В связи с этим была использована методика исследований, когда изменение одного фактора позволяло получить все виды горения. Этим фактором было количество воздуха – его можно назвать первичным, – который подавался для предварительного смешения с газом.

В процессе исследований было установлено, что способ сжигания газа не влияет существенно на суммарную концентрацию окислов азота в продуктах сгорания [81], которая при нормальных начальных параметрах составляет около 0,01 % об.

При горении с частичным предварительным смешением газа факел имеет два соприкасающихся фронта пламени – внутренний, в котором горение происходит при недостатке окислителя, и наружный, где в окружающем потоке воздуха догорают продукты неполного горения первой зоны.

Независимо от коэффициента избытка первичного воздуха α_1 , и общего значения α на внутреннем фронте пламени максимальная концентрация NO_x составляет 0,006 %, а на наружном – 0,01 %. Между фронтами имеет место резкий спад концентрации NO_x ; профили NO_x остаются подобными во всем диапазоне изменения α_1 (рис. 6.1).

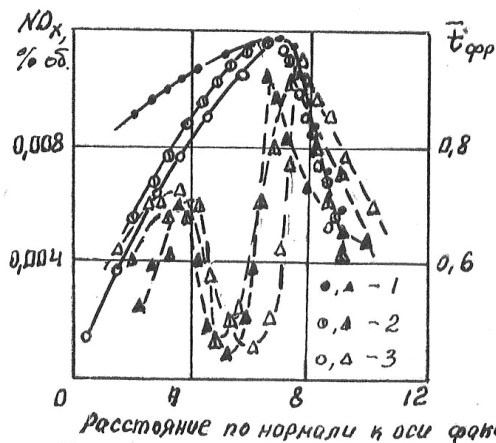


Рис. 6.1. NO_x и $t_{фр}$ – профили при разных значениях α_1 : 1 – $\alpha_1 = 0,1$; 2 – $0,3$; 3 – $0,6$. — $t_{фр}$; - - - NO_x .

Вместе с тем уже эти исследования, а также [82] при использовании зондов меньшего диаметра показали, что при кинетическом

горении образование NO_x происходит в весьма узкой области – практически, в пределах ширины нормального фронта пламени.

В связи с этим были проведены исследования по динамике образования NO_x в нормальном фронте пламени в зависимости от наиболее сильно влияющих факторов: коэффициента избытка воздуха, α , и начальной температуры смеси, $T_{см}$.

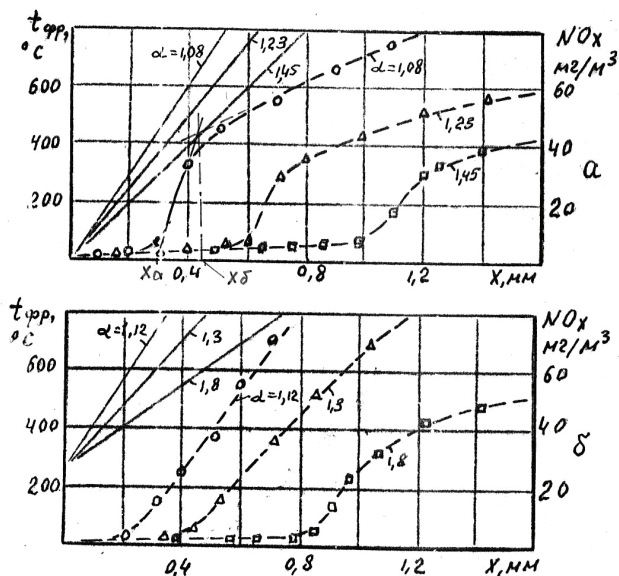


Рис. 6.2. NO_x – профили в «низкотемпературной» области ламинарного фронта пламени; а – $T_{см} = 20^\circ\text{C}$, б – 275°C

На рис. 6.2 показаны NO_x -профили в «низкотемпературной» области нормального фронта пламени, полученные с помощью зонда с внутренним диаметром 0,1 мм. Максимальная скорость образования NO_x приходится на отрезок $X_a - X_b$, расположенный в передней половине фронта пламени. Для смесей с α близкими к единице, точка X_a выдвинута к началу нормального фронта, где измеренная температура составляет всего около 750 К, а точка X_b приходится на зону свечения с температурой вначале зоны около 900 К. С увеличением α NO_x -профиль на участке $X_a - X_b$ становится несколько более пологим и отодвигается от передней границы фронта, следуя за зоной свечения.

Ширина участка $X_a - X_b$ составляет примерно 10 % от величины λ_n при этом на нем образуется около 45 % общего количества NO_x .

Как уже отмечалось в главе 4, профиль NO_x следует за профилем CO_2 . Участки максимальной скорости образования и NO_x и CO_2 также практически совпадают. Окончание образования NO_x приходится на заднюю границу фронта пламени.

С повышением начальной температуры смеси, $T_{см}$, точка X_a сдвигается к передней границе фронта пламени, а профиль NO_x здесь становится более пологим. Процесс образования NO_x по-прежнему завершается на ширине фронта λ_n . Это делает проблематичным вопрос о целесообразности разделения NO_x , образующейся во фронте пламени бедных и стехиометрических смесей, на «термическую» и «быструю».

Отметим, что ионный профиль NO^+ , полученный в работе [83] для смеси $CH_4 - O_2 - N_2$, $T_f = 2400\text{ K}$ весьма близок к NO_x -профилям, полученным в настоящей работе для смеси природного газа (CH_4 98 %) с воздухом.

Интересный факт установлен при исследовании влияния $T_{см}$ на общее количество NO_x при постоянном значении T_f . При температуре, $T_f = 1600\text{ K}$ концентрация NO_x в продуктах сгорания практически не зависит от $T_{см}$ (и величины α). С повышением T_f рост $T_{см}$ приводит к увеличению образования NO_x а при T_f , меньших 1600 K , количество NO_x с ростом $T_{см}$ снижается.

Характерно, что графики $NO_x - T_{см}$ при $T_f = \text{const}$ имеют тенденцию к схождению в районе $T_{см} = 0,0\text{ K}$ (рис. 6.3).

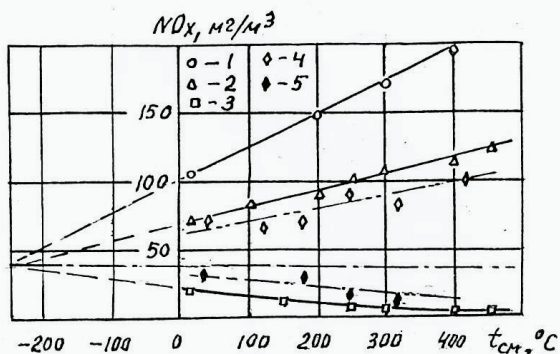


Рис. 6.3. Зависимость $NO_x - T_{см}$ при $T_f = \text{const}$. 1 – $T_f = 1875\text{ }^\circ\text{C}$; 2 – 1480; 3 – 1250. Данные работы [84], температура за камерой сгорания $t_2 = \text{const}$: 4 – $t_2 = 650\text{ }^\circ\text{C}$; 5 – 500

Результат, аналогичный с представленным на рис. 6.3, получен для камер сгорания газотурбинной установки ГТ–ЗК в [84] при подогреве воздуха в регенераторе и постоянной температуре t_2 перед турбиной. При повышении температуры воздуха t_1 перед камерой сгорания и постоянной величине t_2 коэффициент избытка первичного воздуха α_1 и общий коэффициент избытка воздуха α увеличивается, но отношение между ними остается практически неизменным. Температура продуктов сгорания перед турбиной снижается подмешиванием вторичного воздуха в основном уже за зоной горения. Экспериментальные данные (с пересчетом температуры t_2 на T_r) дают удовлетворительное совпадение с нашими данными.

Интересно, что в [84] был сделан вывод, что температура воздуха на входе в камеру при $T_r = \text{const}$ не влияет на концентрацию NO_x за камерой. Однако в [85] было высказано уже другое мнение: высокий подогрев воздуха перед камерой сгорания способствует интенсивному образованию оксидов азота.

Однако, мы видели, что влияние неоднозначно; оно зависит от T_r .

Различный характер зависимости $\text{NO}_x - T_{cm}$ в разных температурных областях T_r имеет не только практическое значение, но представляет и теоретический интерес с точки зрения выяснения кинетики образования NO_x при горении.

При обычных способах сжигания топлива с $\alpha \geq 1$ для весьма широкого диапазона различных условий имеет место соответствие опытных данных по суммарному выходу NO_x с тепловой теорией. Рекомендации теории по снижению образования NO_x при горении оказалось, в общем, эффективным на практике. Однако были получены и результаты, не предсказываемые теорией: [86–89] и др.

Для технологических исследований характерным является весьма большой разброс экспериментальных данных. Так, например, данные по уменьшению выхода NO_x путем применения двухступенчатого сжигания топлива расходятся в несколько раз, существенно отличаются и результаты по влиянию на выход NO_x рециркуляции дымовых газов [90–92]. Значительное влияние на результаты исследований оказывают факторы, которые хотя и поддаются корреляции, но не могут быть однозначно учтены при количественном описании выхода NO_x в разных условиях. Сюда относится теплопроизводительность горелки или топки, неравномерность распре-

деления топлива и воздуха по горелкам котлоагрегата, температуры стенок камеры сгорания или степень экранировки топки и пр. [93, 94].

Сложность механизма (или механизмов) образования NO_x делает крайне необходимым более систематизированный подход к феноменологическим исследованиям процесса образования NO_x . Условия должны быть максимально простыми с точки зрения числа внешних влияющих факторов. Для установления динамической причинной связи в исследованиях в данной серии экспериментов должен изменяться по возможности лишь один существенно влияющий фактор.

Этот принцип был реализован при исследовании образования NO_x при 2-стадийном сжигании газа [95–97]. Здесь, с точки зрения существующих представлений о механизме образования NO_x , были получены наиболее неожиданные результаты.

Двухстадийное сжигание газа может быть осуществлено двумя основными способами (рис. 6.4): 1) с неполным промежуточным сжиганием газа; 2) с полным промежуточным сжиганием части газа. Внутри этих основных способов могут быть использованы разные механизмы горения – диффузионный или кинетический – в соответствующих вариациях.

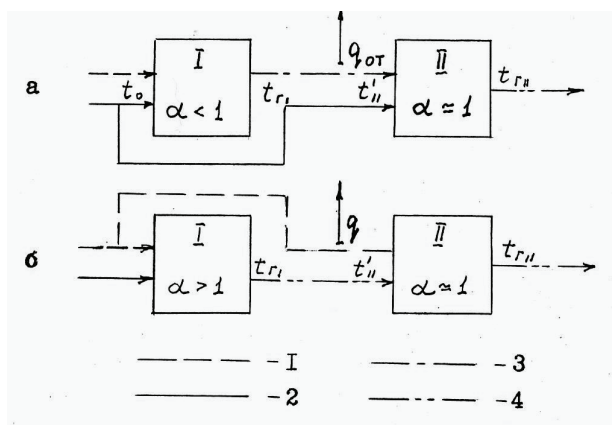


Рис. 6.4. Принципиальные схемы 2-стадийного сжигания газа:

а – с неполным промежуточным сжиганием; *б* – с полным промежуточным сжиганием части газа. 1 – горючий газ, 2 – воздух; 3 и 4 – продукты неполного и полного сгорания газа, соответственно

Следует отметить, что на практике нашла применение пока лишь первая схема. Конструктивное исполнение ее весьма разнообразно, но общим признаком является повышение неравномерности начального распределения газа в воздушном потоке и ухудшение его смешения с топочным воздухом.

Нами были проведены исследования обоих основных способов. С целью выяснения преимущественно химико-физической стороны вопроса на входе в первую ступень подавалась предварительно подготовленная смесь.

Экспериментальная схема первого способа работает следующим образом. Газо-воздушная смесь при параметрах, близких к нормальным с, $\alpha_1 < 1$ сгорает в ламинарном факеле, стабилизированном на ее срезе.

Кварцевая трубка, представляющая камеру сгорания на первой стадии, может перемещаться по асбестовому уплотнению. На ее верхней кромке стабилизируется диффузионный атмосферный факел, представляющий собой вторую стадию горения.

Изменяя высоту $h_{пр}$, можно получить процесс с различной величиной отвода тепла между первой и второй стадиями, начиная с $Q_{отв} = 0$, когда $h_{пр} = 0$. С увеличением $h_{пр}$ растет отвод тепла от продуктов сгорания на первой стадии, а их температура перед второй стадией падает от T_1 до T_1' , соответственно снижая температуру горения второй стадии. Минимальное значение T_1' определяется возможностью стабилизации факела второй стадии. Минимальное значение α_1 определяется условиями стабилизации факела первой стадии. В условиях опыта при скорости смеси на выходе из трубки $v_0 = 0,6$ м/с имело место $\alpha_1 = 0,6$.

Результаты опытов представлены в таблице 6.1. T_1 – максимальная температура, измеренная на поверхности кинетического ламинарного фронта пламени на первой стадии; T_1' – осредненное значение температуры на выходе из трубки 3; T_2 – максимальная температура, измеренная в диффузионном факеле второй ступени или, если $h_{пр} = 0$, максимальная температура азрированного факела.

Так как процесс завершается в атмосфере, а нами измерялись максимальные значения T_2 и $NO_{x(\Sigma)}$, о общий коэффициент избытка воздуха, α , можно считать равным единице.

Таблица 6.1. ОБРАЗОВАНИЕ ОКИСЛОВ АЗОТА ПРИ 2-СТАДИЙНОМ СЖИГАНИИ
ПРИРОДНОГО ГАЗА С ВОЗДУХОМ, $P = 10^5 \text{ Па}$

Способ сжигания газа	Номер режима	T_0	a_1	$T_{r(0)}$	NO_{x1}	\bar{h}_{ke}	T_2'	T_{12}	NO_{x2}	$NO_{x\Sigma}$	a_Σ
		$^{\circ}\text{C}$	—	$^{\circ}\text{C}$	мг/нм^3	—	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	мг/нм^3	мг/нм^3	—
С неполным промежуточным сжиганием	1	20	0,75	—	—	0,0	—	1700	—	104	1,0
	2	20	0,75	1690	20	3,1	980	1400	83	103	1,0
	3	20	0,75	1690	20	4,2	820	1200	80	100	1,0
	4	20	0,75	1690	20	6,35	610	980	80	100	1,0
	5	20	0,78	—	—	0,0	—	1750	—	98	1,0
	6	20	0,78	1740	22	4,6	790	1080	82	104	1,0
	7	20	0,80	—	—	0,0	—	1760	—	100	1,0
	8	20	0,80	1780	28	1,55	1320	1540	74	102	1,0
	9	20	0,80	1780	28	2,8	1110	1410	74	102	1,0
	10	20	0,80	1780	28	3,85	915	1210	70	98	1,0
	11	20	0,80	1780	28	5,2	750	1050	72	100	1,0
	12	20	0,85	—	—	0,0	—	1865	—	98	1,0
	13	20	0,85	1825	46	5,6	720	1000	52	98	1,0
	14	20	0,90	—	—	0,0	—	1880	—	104	1,0
	15	20	0,90	1865	68	1,75	1320	1480	32	100	1,0
	16	20	0,90	1865	68	2,9	1080	1210	36	104	1,0
	17	20	0,90	1865	68	4,0	920	1030	34	102	1,0
	18	20	0,90	1865	68	5,25	780	920	34	102	1,0
	19	20	0,95	—	—	0,0	—	1910	—	103	1,0
	20	20	0,95	1910	93	5,6	755	890	7	100	1,0
	21	20	1,0	1900	102	0,0	1900	—	—	100	1,0
С полным промежу- точным сжиганием	22	360	2,6	1240	8	—	400	1360	26	34	1,14
	23	350	2,5	1260	10	—	400	1380	32	42	1,09
	24	350	2,5	1260	10	—	410	1400	48	58	1,06

Как видно из таблицы, при сжигании предварительно аэрированной смеси в атмосферном факеле без отвода тепла (режимы 1, 5, 7, 12, 14, 18) величина α_1 не влияет на суммарное значение $NO_{x(\Sigma)}$.

Наиболее интересные результаты получены при попытке воздействовать на выход NO_x с помощью отвода тепла $Q_{отв}$ между первой и второй стадиями горения. Чем меньше α_1 , тем больше доля NO_x , образовавшихся на второй стадии горения, и именно здесь можно было ожидать наибольшего влияния отвода тепла на образование NO_x .

Результаты опытов с точки зрения тепловой теории оказались неожиданными: температура на входе во вторую стадию горения и температурный уровень самого процесса при данном значении α_1 и $\alpha_{общ}$ не влияет на количество NO_{x2} , образующихся на 2 стадии процесса 2-стадийного сжигания газа, осуществляемого по исследованной схеме.

Таким образом, при $\alpha_{общ} = const$ суммарный выход окислов азота $NO_{x(\Sigma)}$ не зависит от α_1 и величины отвода тепла после первой стадии горения, то есть:

$$NO_{x1} + NO_{x2} = NO_{x(\Sigma)} = const \quad (6.1)$$

Объяснение этой зависимости может быть сделано на основе предположения, что при условиях горения богатых смесей наряду с NO_x образуются соединения типа NR так, что независимо от величины α_1 в определенном диапазоне ее значений имеет место

$$NR + NO_x = const \quad (6.2)$$

На второй стадии происходит дожигание этих соединений так, что получается эквивалентное количество NO :

$$NR + O_2 \rightarrow NO + RO \quad (6.3)$$

При этом также следует предположить, что реакции типа (6.3) имеют низкую энергию активации и полностью протекают уже при минимальных температурах T_2 , имевших место в экспериментах.

Отметим, что общая схема образования NO (6.3), объясняющая зависимость (6.1) при 2-стадийном сжигании газа, не противоречит распространенным в настоящее время взглядам на кинетику образования NO в углеродном пламени [98, 99, 100].

Известно, что при испытаниях 2-стадийного сжигания на реальных объектах по схеме с неполным промежуточным сжиганием газа получено в ряде случаев заметное снижение NO_x .

Это не противоречит полученным результатам.

В работе [101] были проведены модельные исследования образования NO_x при разных способах сжигания газа с предварительным подогревом воздуха и при разной температуре стенок камеры сгорания.

Схема экспериментальной моделирующей установки представлена на рис. 6.5. На ней исследовалось одностадийное и 2-стадийное сжигание газа. Для выяснения преимущественно химико-физической стороны вопроса и во избежание влияния трудно моделируемых условий смешения в камеру сгорания подавалась предварительно подготовленная газо-воздушная смесь. Она поступала по трубке 1 через электроподогреватель 2 в камеру сгорания 3, представляющую собой кварцевую трубку диаметром 22мм. При одностадийном сжигании газа, когда коэффициент избытка воздуха на входе в камеру сгорания $\alpha_1 \geq 1,0$, весь газ сгорает в факеле 4. При 2-стадийном сжигании газа, когда $\alpha_1 < 1,0$, продукты неполного сгорания первой стадии (факел 4) догорают на второй стадии – в атмосферном факеле 6.

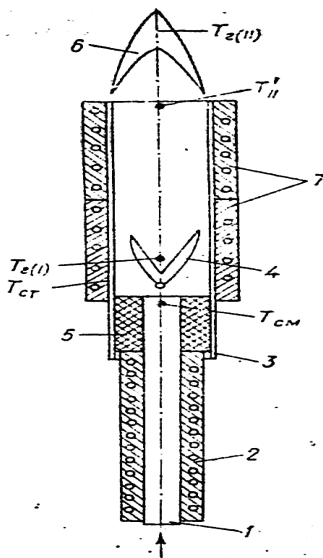


Рис. 6.5. Схема экспериментальной установки, моделирующей одностадийное и 2-стадийное сжигание газа

Камера сгорания 3 может перемещаться по асбестовому уплотнению 5. Изменяя за счет этого высоту камеры сгорания h_{kc} можно регулировать величину отвода тепла, как и на предыдущей установке.

Значения температуры в камере сгорания на входе во вторую стадию (при работе без электрообогрева) и максимальной температуры горения на второй стадии представлены на рис. 6.6.

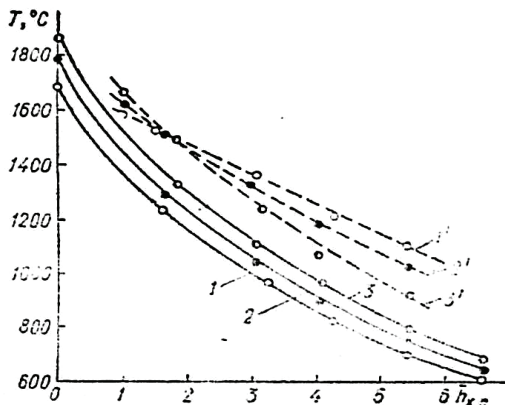


Рис. 6.6. Температура в камере сгорания на входе во вторую ступень (1-3) и максимальная температура во второй ступени (1'-3'): 1. 1'- $\alpha_1 = 0,75$; 2. 2'- $0,80$; 3. 3'- $0,90$

Во всем исследованном диапазоне $T_{cm} = 20-480$ °C существует область значений α_1 , где величина α_1 и количество тепла, отведенного от продуктов сгорания первой стадии, вплоть до получения минимальных значений $T_2' = 600 \div 700$ °C (при дальнейшем снижении T_2' факел второй стадии становится неустойчивым) не влияет на суммарное количество NO_x после второй стадии горения (рис. 6.7).

Для смеси с начальной температурой $T_{cm} = 20$ °C величина α_1 , равная примерно 0,75, является границей, за которой ее снижение приводит к быстрому уменьшению суммарного выхода оксидов азота. Повышение T_{cm} смещает эту границу в сторону стехиометрического состава. Так, для $T_{cm} = 200$ °C (максимальный суммарный выход окислов азота равен 220 мг/м³) снижение концентрации NO_x начинается уже при α_1 близких к 0,90, а для $T_{cm} = 400$ °C ($NO_x^{max} = 305$) – начало снижения происходит при $\alpha_1 = 0,96$.

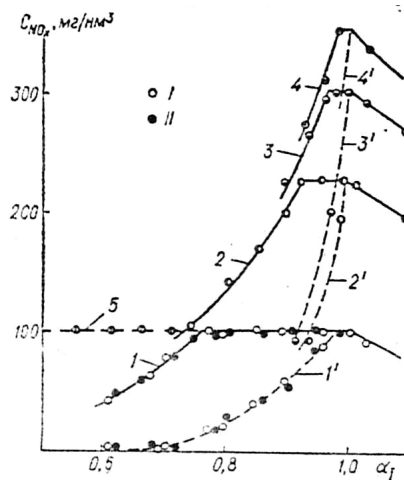


Рис. 6.7. Зависимость концентрации оксидов азота суммарной (1 – 4) и после первой ступени (1'–4') от α_1 и начальной температуры смеси при 2-стадийном горении: 1, 1' – 20; 2, 2' – 200; 3, 3' – 400; 4, 4' – 480°C; 5 – при одностадийном сжигании и температуре 20°C: $\overline{h_{к.с}} = 0$; I - $\overline{h_{к.с}} = 1,5$; II – 5,25

При более высокой начальной температуре смеси исследования затрудняются проскоками пламени на первой стадии, однако можно предположить, что при приближении к температуре самовоспламенения (500–520 °C) указанная граница по α_1 равна 1,0.

Полученные результаты говорят о том, что, с точки зрения снижения выхода NO_x , эффективность 2-стадийного сжигания топлива возрастает с повышением начальной температуры смеси или воздуха, подаваемых в горелку.

В этом случае в связи с сужением диапазона, при котором выход NO_x остается постоянным, и из-за неравномерности начального распределения газа в воздухе, горение в факеле обычной диффузионной газовой горелки для части газа протекает как 2-стадийное. Для расчета выхода NO_x здесь необходимо знать как характер начального распределения газа, так и соотношение скорости смешения и горения на разных стадиях процесса.

Другим фактором, существенно влияющим на выход NO_x , служит температура стенок камеры сгорания $T_{ст}$ в районе факела, влияние которой, по-видимому, проявляется через радиацию.

При одностадийном сжигании газа повышение температуры стенок камеры осуществлялось двумя способами с помощью тепловой изоляции или электрообогревателя 7 (рис. 6.5).

Измерение концентрации NO_x по длине камеры сгорания показало, что независимо от величин T_{cm} и T_{cm} образование оксидов азота полностью завершается на задней границе фронта пламени. По всей остальной длине камеры прироста NO_x не наблюдается. Влияние температуры стенок камеры сгорания на выход NO_x проявляется лишь на небольшой ее длине, соответствующей длине факела, которая при кинетическом горении в условиях опыта составляла примерно 25 мм. Повышение температуры стенок ниже факела по потоку на выход оксидов азота не влияет.

Абсолютная величина прироста оксидов азота за счет T_{cm} практически не зависит от начальной температуры смеси и линейно повышается с температурой стенки в районе горения. Повышение T_{cm} на 500 °С увеличивает выход оксидов азота примерно на 100 мг/м³.

Что касается попыток, предпринимаемых в отдельных работах по расчету кинетики образования NO_x в топочной камере (!), то следует прямо сказать, что пока они не имеют никаких методологических оснований. Формальное использование кинетических схем, пока только лишь разрабатываемых для простейших условий горения, в обстоятельствах, осложненных различными факторами (порой еще и не исследованными в достаточной степени), вряд ли может оказаться полезным.

В заключение отметим также, что поскольку, как было показано в главах 3 и 5, турбулентные характеристики, в том числе и пульсации температуры, не влияют на интенсивность кинетического горения, то совершенно естественным является отсутствие влияния турбулентности (при прочих равных условиях) и на образование NO_x в факеле.

Исследования, проведенные нами, показали, что ни величина ω_ϕ ни турбулизация потока сами по себе не изменяют концентрацию NO_x в продуктах сгорания. Мнение о том, что уменьшение пульсаций температуры при горении является одним из способов уменьшения выброса NO_x в атмосферу [102], не имеет оснований.

По результатам решения исследований, проведенных в этой части главы можно сделать следующие выводы.

1. В соответствии с разработанными в главе 2 методологическими положениями исследовано образование окислов азота в пламени.

2. Установлено, что при ламинарном горении «бедных» и стехиометрических смесей природного газа с воздухом весь процесс образования NO_x протекает в пределах ширины ламинарного фронта пламени λ_n ; профиль концентраций NO_x в значительной степени следует за CO_2 – профилем.

3. Установлено, что начальная температура смеси $T_{см}$ неоднозначно влияет на образование NO_x в разном диапазоне значений температуры горения $T_f = const$. При $T_f > 1600$ К концентрация NO_x в продуктах сгорания с увеличением $T_{см}$ растет, а при $T_f < 1600$ К – падает.

4. Доказано, что коэффициент избытка воздуха α_1 , подаваемого на предварительное смешение с газом, сжигаемым в открытом ламинарном факеле, не влияет заметно на суммарное количество образующихся окислов азота $NO_{x\Sigma}$ во всем диапазоне $\alpha_1 = 0 \div 1,0$.

5. Впервые обнаружено, что при 2-стадийном сжигании природного газа с $\alpha_1 < 1$ существует область значений α_1 , близких к единице, при которых величина $NO_{x\Sigma}$ не зависит как от α_1 , так и от температуры горения во 2 зоне T_{f2} , изменяемой путем отвода тепла в промежутке между зонами, в диапазоне $T_{f2} = 920 \div 1880$ °С. Это говорит о существовании неизвестного ранее кинетического механизма образования NO_x .

6. Модельными исследованиями установлено, что величина теплопроизводительности топки при прочих равных условиях не влияет на образование $NO_{x\Sigma}$.

7. Предложен новый способ снижения содержания $NO_{x\Sigma}$ в продуктах сгорания на основе 2-стадийного сжигания газа с избытком воздуха в 1-ой зоне и промежуточного отвода тепла.

6.2. Сравнительные характеристики кинетического и микродиффузионного механизмов горения

Исследования характеристик кинетического горения показывают, что возможности интенсификации процессов горения в современных КС ГТД очень далеки от своих пределов. Из расчетов видно, что при нормальных начальных параметрах для смеси CH_4 – воздух теплонапряженность объема зоны горения Q_v составляет

более $0,5 \times 10^6$ кВт/м³. Это примерно в 10–15 раз больше, чем в КС ГТД. С подогревом горючей смеси величина Q_v достигает $1,7 \times 10^6$ кВт/м³, а при давлении 4 МПа и подогреве составляет уже почти 300×10^6 кВт/м³.

Срывные характеристики кинетического факела с ростом начальных параметров определяются величиной удельной объемной теплonaпряженности горения смеси ω_p , с⁻¹ и характеристическими размерами фронтного устройства, прежде всего – стабилизатора.

При нормальных параметрах стехиометрической смеси CH_4 – воздух стабилизатор шириной $b_{\text{ст}} = 30$ мм при размере проточной части более 30 мм обеспечивает устойчивость факела при скорости потока близкой к скорости звука (рис. 6.8).

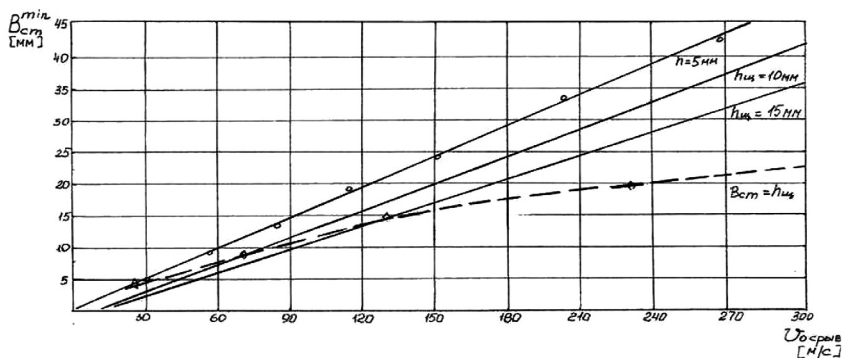


Рис. 6.8. Зависимость между скоростью срыва факела и характеристическим размером стабилизатора.
(Метан-воздух; $P_{\text{см}} = 0,1$ МПа; $T_{\text{см}} = 300$ К; $\alpha = 1$)

Теоретически уже этот стабилизатор, как показывают расчеты с использованием данных по $\omega_{\text{ср}}$, при параметрах смеси $T_{\text{см}} = 1000$ К и $P_{\text{см}} = 4$ МПа сможет обеспечить устойчивое горение при скорости порядка $M = 20$.

При использовании водородного топлива максимальная теплonaпряженность горения смеси почти в 20 раз возрастает. Примерно на столько же возрастает и значение удельной объемной теплonaпряженности ω_p .

Решая задачу увеличения диапазона устойчивого горения диффузионного факела, были проведены исследования зависимости скорости срыва от коэффициента избытка воздуха при разных размерах на круглых и плоских стабилизаторах (рис. 6.9).

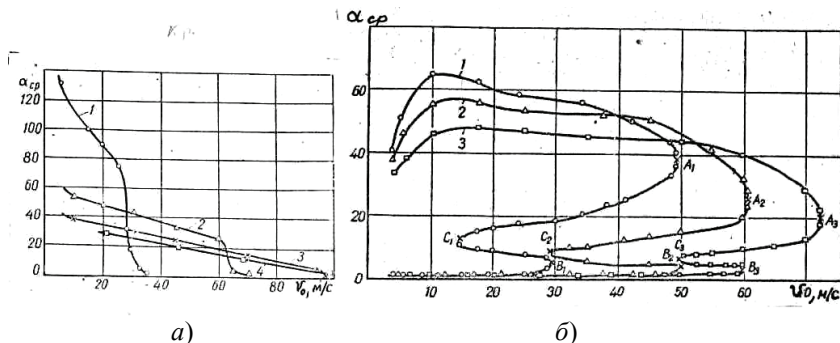


Рис. 6.9. Срывные характеристики круглого (а) и плоского (б) коллектора-стабилизатора. а) 1 – $D_n = 8$ мм; 2 – 14; 3 – 22; 4 – 32; б) 1 – $a_{cm} = 7,5$ мм; 2 – 12; 3 – 18

В реальных ВРД при одинаковых параметрах рабочей смеси и размерах стабилизатором скоростная устойчивость горения существенно снижается из-за неравномерности концентрационного состава смеси в зоне стабилизации и отсутствия гомогенной смеси.

Важным фактором, определяющим устойчивость горения, является диапазон изменения избытка воздуха, α , при разных режимах работы двигателя. Здесь диффузионный режим горения обеспечивает более широкий диапазон работы, чем кинетический. Поэтому дальнейшие исследования характеристик устойчивости факела проводились на плоских коллекторах-стабилизаторах, оптимизированных по начальному распределению газа (рис. 6.10).

Проводились исследования срывных характеристик («бедного» и «богатого» срыва) при разных диаметрах газораздающих отверстий (от 1,2 до 6,0 мм) при разном относительном шаге. Данные, полученные при этом исследовании, показаны на рис. 6.11 и 6.12.

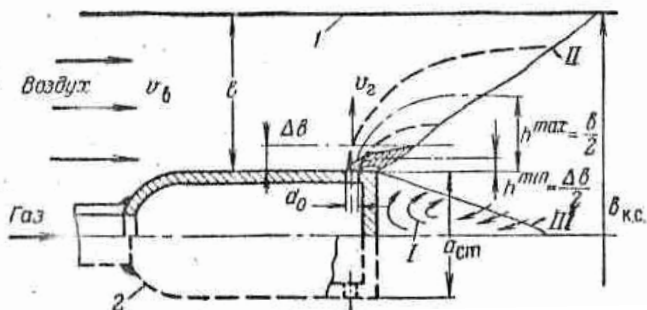


Рис. 6.10. Схема ячейки диффузионной горелки, оптимизированной по начальному распределению газа. I – зона обратных потоков; II, III – соответственно внутренние и наружная границы фронта пламени; 1 – стенка камеры сгорания; 2 – газовый коллектор-стабилизатор

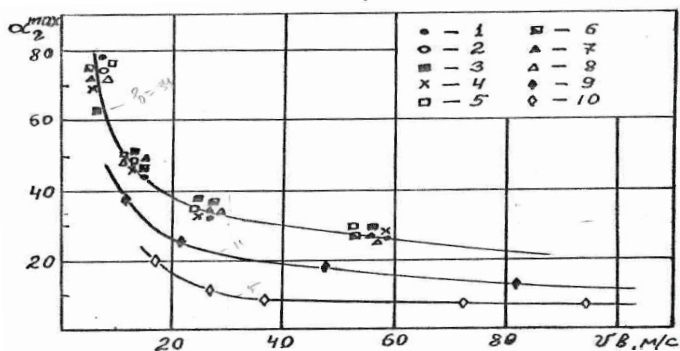


Рис. 6.11. Срывная характеристика горелки с линейным стабилизатором $a_{cm} = 32$ мм; $v = 34$ мм; $v_{кс} = 100$ мм; $l_1 = 7$ мм. 1 – $d_0 = 1,2$ мм; $S = 4$ мм; 2 – 1,2; 8; 3 – 2,0; 4; 4 – 3,0; 16; 5 – 2,0; 8; 6 – 2,0; 4; 7 – 3,0; 4; 8 – 3,0; 4; 9 – 8; 11; $v_{кс} = 54$; $d_0 = 2,0$; $S = 8$; 10 – 6; 42; 2,0; 12

В схеме организации сжигания газа в диффузионном факеле, когда топливо и воздух подходят к фронту пламени с одной стороны, продукты сгорания не разделяют газ и воздух или их области с различной концентрацией. Формально такая схема аналогична схеме турбулентного сгорания гомогенной смеси, но в этом случае раздробленные пульсацией частицы топлива и воздуха образуют ячейистую структуру, где моль газа или воздуха окружен вторым компонентом.

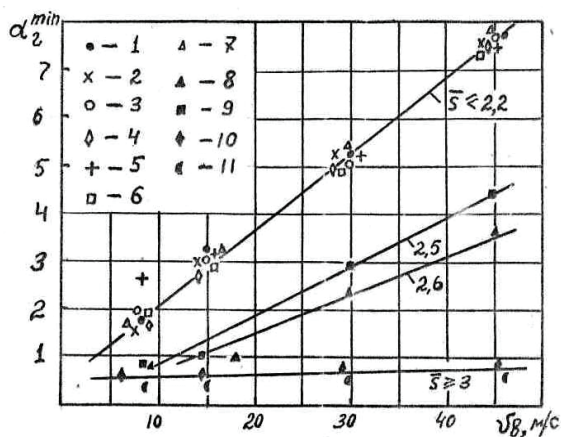


Рис. 6.12. Срывная характеристика горелки с линейным стабилизатором: $a_{cm} = 32$ мм; $e = 34$ мм; $e_{kc} = 100$ мм; 1 - $d_0 = 1,8$ мм; $S = 4$ мм; $l_I = 80$ мм; 2 - 1,8; 4; 7; 3 - 5; 11; 7; 4 - 1,8; 3; 7; 5 - 3; 5; 7; 6 - 2; 4; 8; 7 - 3; 4; 8; 8 - 3; 8; 8; 9 - 2; 5; 8; 10 - 3; 10; 8; 11 - 2; 8; 8

Турбулентный фронт пламени движется по поверхности ячеек в соответствии с эстафетным механизмом передачи пламени. Распространение же процесса внутрь молей происходит с помощью микродиффузионного механизма. Впервые аналогичная схема была теоретически приближенно рассмотрена в [116 и 120] и введен термин «микродиффузионное горение». Характерной особенностью этой схемы является то, что здесь масштаб дробления молей газа и воздуха того же порядка, что и масштаб турбулентности, т.е. $\delta \sim l_T$.

Схема микродиффузионного горения в камере сгорания показана на рис. 6.13, а область устойчивого горения на рис. 6.14, 6.15. Устойчивость стабилизатора исследовалась как в микродиффузионном, так и в кинетическом режимах горения. С целью упрощения исследований («замыкания» срывных характеристик) высота воздушного канала была выбрана малой.

Из полученных данных видно, что микродиффузионный факел на небольшом интервале от максимальной скорости срыва имеет широкую «площадку» устойчивого горения по диапазону изменения α ; этот диапазон почти на порядок больше, чем при кинетическом горении!

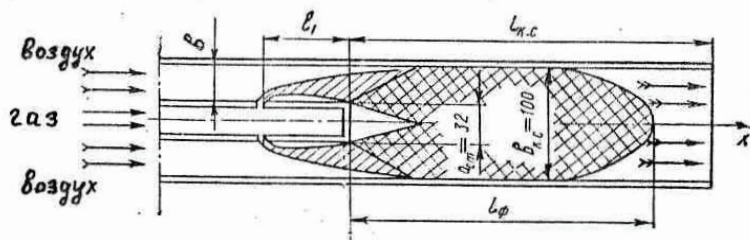


Рис. 6.13. Схема микродиффузионного факела в камере сгорания

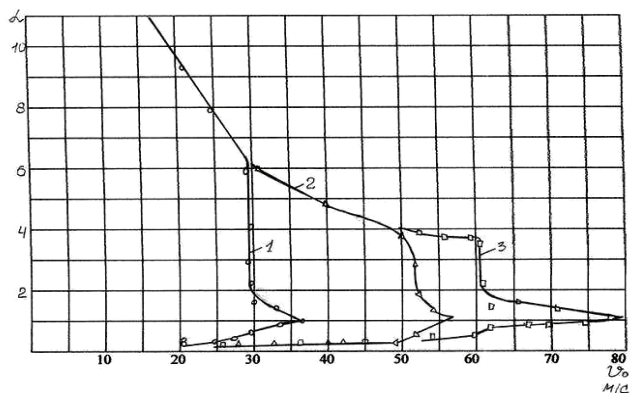


Рис. 6.14. Области устойчивости микродиффузионного факела на прямоугольном коллекторе-стабилизаторе. (1- $b_{\text{ст}} = 7,5$; 2 - 12; 3 - 18)

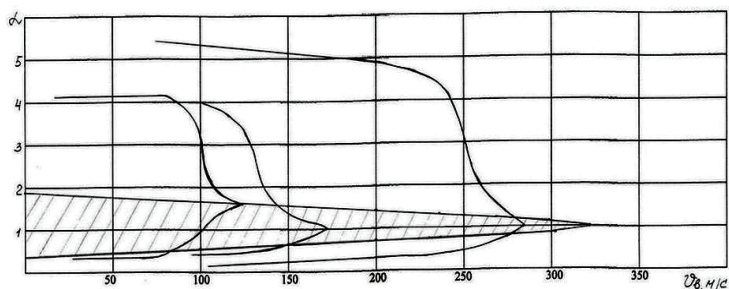


Рис. 6.15. Области устойчивости факела на прямоугольном коллекторе-стабилизаторе, метан-воздух ($P_{\text{в}} = 0,1$ МПа; $T_{\text{в}} = 300$ К; $b_{\text{ст}} = 32$ мм): - микродиффузионный факел: 1- $t = 2,5$; $b_{\text{вк}} = 6,5$ мм; 2- $t = 3,3$; $b_{\text{вк}} = 6,5$ мм; 3 - $t = 3,3$; $b_{\text{вк}} = 35$ мм; - кинетический факел: 4 - $P_{\text{см}} = 0,1$ МПа; $T_{\text{см}} = 300$ К; $b_{\text{вк}} = 32$ мм

С увеличением размера воздушного канала при постоянном размере стабилизатора скоростная устойчивость факела быстро возрастает, особенно с ростом начальных параметров.

Длина микродиффузионного факела при значениях общего коэффициента избытка воздуха, превышающих максимальный избыток для кинетического факела, такая же, как у кинетического факела при $\alpha = 1,2-1,5$. Это обусловлено автомодельностью механизма начального распределения газа в воздушном потоке, когда местные значения α в районе стабилизатора остаются в диапазоне горючих концентраций.

В настоящее время одной из основных задач является устранение большого разрыва между потенциально возможной интенсивностью химической реакции горения данного топлива и ее фактической величиной. С ростом скорости потока эта разница сильно возрастает. Исходя из полученных выше характеристик, можно сделать вывод, что микродиффузионный механизм горения топлив объединяет лучшие свойства кинетического и диффузионного механизмов горения и заслуживает более детального рассмотрения.

Итак, масштаб дробления молей газа и воздуха в микродиффузионном механизме того же порядка, что и масштаб турбулентности, т.е. $\delta \sim l_T$. Время смешения примерно равно времени горения.

$$\tau_{\text{физ}} = \frac{\delta^2}{D_T} = \frac{\delta^2}{l_T v' + D} \quad (6.4)$$

При сильной турбулентности скорость распространения фронта горения близка к пульсационной составляющей скоростного потока:

$$U_T = \sqrt{\frac{l_T v' + D}{\tau_{\text{физ}}}} = \frac{l_T v' + D}{\delta} \approx v' \quad (6.5)$$

Толщина фронта пламени определяется при предположении, что через моль газа фронт проходит со скоростью U_T , тогда:

$$\lambda_{\text{мд}} = U_T \tau_{\text{физ}} = \frac{l_T v' + D}{\delta} \frac{\delta^2}{l_T v' + D} = \delta \quad (6.6)$$

Интенсивность процесса горения, характеризуемая количеством смеси, сгорающей в единице объема зоны горения, при плоском фронте пламени для этой схемы составляет:

$$\omega_{\text{мд}} = \frac{U_T}{\lambda_{\text{мд}}} \sim \frac{v'}{\delta} \quad (6.7)$$

Таким образом, с ростом скорости интенсивность горения пропорционально увеличивается, что соответствует некоторым экспериментальным наблюдениям турбулентного диффузионного факела. Однако при $\delta \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$, что физически невозможно, следовательно, зависимость (6.7) имеет ограниченную применимость. В высокотеплонапряженных КС и горелках с рассредоточенным подводом газа тонкими струями длина факела с ростом скорости также увеличивается.

Выясним область применения зависимости (6.7). Для этого сравним рассматриваемый случай с горением гомогенной смеси, исходя из того, что кинетическое горение имеет максимальную интенсивность процесса. Согласно модели поверхностного горения гомогенной смеси в турбулентном потоке скорость распространения фронта пламени:

$$U_T \approx U_H \left(1 + \frac{B \cdot v'}{U_H}\right) \quad (6.8)$$

где $B \approx 1$ – постоянная.

Для сильной турбулентности, когда $v' \gg U_H$, пренебрегая величиной нормальной скорости горения U_H , как и выше, получаем $U_T \approx v'$. При времени горения моля l_T / U_T ширина турбулентного фронта пламени составит (с точностью до толщины нормального фронта пламени λ_n , который для реальных условий на 1-2 порядка меньше l_T):

$$\lambda_T \sim l_T \cdot \frac{v'}{U_H} \quad (6.9)$$

Таким образом, по мере роста скорости пламени растет и ширина его фронта. Тогда интенсивность в плоском турбулентном фронте пламени гомогенной смеси:

$$Z^K = \frac{U_T}{\lambda_T} \approx \frac{v' U_H}{l_T v'} = \frac{U_H}{l_T} \quad (6.10)$$

Следовательно, при заданном масштабе турбулентности потока интенсивность горения определяется макрокинетической характеристикой горячей смеси U_H и остается постоянной. Однако при $l_t \rightarrow 0$ опять имеем $Z_K \rightarrow \infty$.

Результат, близкий к (6.10), получен на основе анализа данных по физической структуре факела и экспериментальных исследований.

Из феноменологической зависимости вытекает:

$$Z^K = C \frac{U_H}{l_o + a_K} \quad (6.11)$$

где C – коэффициент пропорциональности, зависящий от конструктивных факторов; l_o – характеристический размер горячей струи; a – константа смеси, соответствующая толщине нормального фронта пламени.

В этом случае при $l_o \rightarrow 0$ интенсивность горения не выше, чем в ламинарном фронте пламени гомогенной смеси, что соответствует полученным ранее результатам. При сопоставлении формул (6.11) и (6.10) следует исходить из того, что интенсивность горения неперемешанных газов не может быть выше интенсивности горения смеси, т.е. $Z \geq \omega_{мд}$ и в соответствии с этим:

$$\frac{U_H}{l_t} \geq \frac{U_T}{\delta} \quad (6.12)$$

Отсюда видно, что зависимость (6.12) выполняется для случаев, когда масштаб дробления на порядок или больше превышает масштаб турбулентности.

С уменьшением масштаба дробления интенсивность горения растет и в этом случае максимально близка к интенсивности горения в турбулентном гомогенном факеле. В случае, когда $\delta \approx l_t$, частица газа не пересекается пульсацией и относительно скорости ее выгорания следует провести аналогию с выгоранием моля гомогенной смеси с поверхности. Тогда для времени горения моля можем записать:

$$\tau_{физ} = \frac{l_t}{K_d U_H} \quad (6.13)$$

где $K < 1$ – коэффициент пропорциональности, зависящий от масштаба дробления; при $\delta \rightarrow \lambda$ $K \rightarrow 1$.

Для толщины фронта микродиффузионного пламени получаем:

$$\lambda_{\text{мд}} = l_{\text{г}} \frac{v_{\text{г}}}{K_{\text{д}} U_{\text{н}}} \quad (6.14)$$

Учитывая поправку, сделанную в зависимости 4.11., имеем

$$\omega_{\text{мд}} = C \frac{K_{\text{д}} U_{\text{н}}}{l_{\text{о}} + a_{\text{д}}} \quad (6.15)$$

где a – средняя толщина микродиффузионного фронта пламени при выгорании моля.

Однако на основании экспериментальных данных (исходя из динамики выгорания газа вдоль оси камеры сгорания) можно принимать $a \approx \lambda$ ($\alpha=1$) при $C = 1,3$.

Этот механизм горения уже реализован при создании КС ГТУ разного назначения и горелочных устройств; подробнее речь об этом пойдет в следующей главе.

6.3. Вопросы оптимизации и расчета диффузионных газогорелочных устройств

В теплоэнергетике получила распространение методика расчета горелок [118], в которой главную роль играет принцип начального распределения топлива в воздухе. В основе расчета лежит величина глубины проникновения струй в воздушный поток горелки:

$$h = K_{\text{с}} \sin \beta \cdot d \frac{v_{\text{г}}}{v_{\text{в}}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{г}}}{\rho_{\text{в}}}} \quad (6.16)$$

где $K_{\text{с}}$ – коэффициент пропорциональности (о нем речь пойдет ниже); β – угол атаки струи; $v_{\text{г}}$, $v_{\text{в}}$ – скорость газа и воздуха соответственно; $\rho_{\text{г}}$, $\rho_{\text{в}}$ – плотность газа и воздуха.

Использование этой методики позволило в целом улучшить характеристики горелок, но в ряде случаев ее применение, как показала практика, не дало ожидаемых результатов. Более того, без проведения детального анализа и расчета такого рода газоразда-

точных систем рекомендовалось применение 2-3-рядных газораздаточных устройств с разными диаметрами для камер сгорания.

Причем при расчетах таких двухрядных систем имели место следующие допущения:

- высота щелевого канала условно делится по высоте на два слоя;
- считается, что газ из отверстий меньшего диаметра распределяется в нижнем воздушном слое, прилегающем к поверхности коллектора **П** (рис. 6.17), а газ из ряда отверстий большего диаметра распределяется в верхнем слое.

Экспериментальные исследования показывают, что действительное распределение газа в воздухе, особенно, при высоких скоростях воздуха, не соответствует этому априорному допущению. Это допущение основано на представлении, что смешение газа и воздуха происходит только в границах расширяющейся струи газа. При этом не учитывается, что смешение газа с воздухом происходит и при поперечном обтекании воздухом струи газа. В результате область между нижней границей струи и поверхностью **П** (рис. 6.17) оказывается заполненной газовоздушной смесью с концентрацией, определяемой геометрическими параметрами газораздаточного устройства. Очевидно, что концентрация газа в зоне обратных токов (з. о. т.) за коллектором будет такой же, как и в отмеченной области (рис. 6.16).

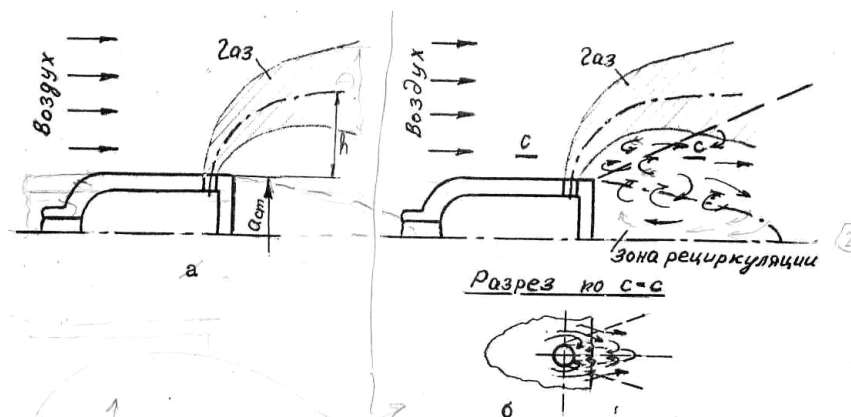


Рис. 6.16. Траектория струи газа в сносящем воздухе потоке (а) и смешение газа с воздухом в вихревой зоне за струей у ее корня и в турбулентном следе за коллектором- стабилизатором (б)

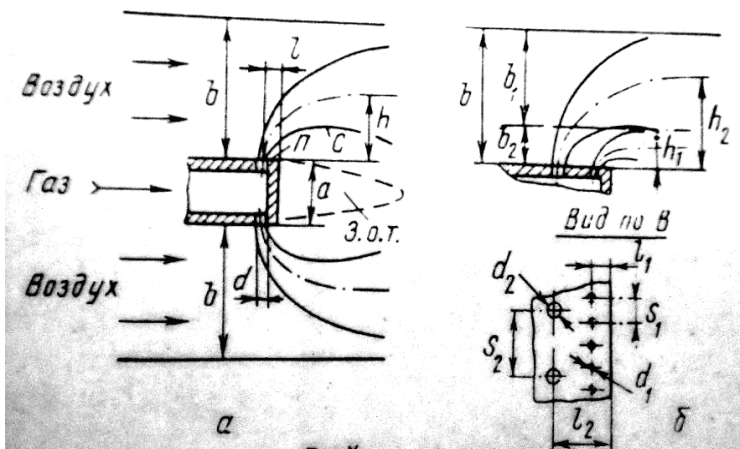


Рис. 6.17. Виды раздачи газа: *a* – плоский коллектор-стабилизатор с однорядной подачей газа в щелевом канале; *б* – то же с двухрядной

Еще в [116] было установлено, что однорядные газораздаточные коллекторы надежно стабилизируют пламя в необычно широком диапазоне изменения коэффициента избытка воздуха в горелке. Это является следствием того, что распределение газа в воздухе независимо от высоты канала начинается от поверхности **П**.

Рассмотрим щелевой канал с шириной, равной единице, и однорядной подачей газа (рис. 6.17 *a*). Для количественного значения α_r можно записать:

$$\alpha_r = \frac{V_B}{V_o V_r} = \frac{4v_B(2 \cdot b \times 1)}{V_o \pi d^2 v_r n} \quad (6.17)$$

где **n** – число газовых отверстий.

Для обеспечения наиболее равномерного начального распределения газа следует принять **h = 0,5 b**; учитывая что **n = 1/s**, и используя (6.16), получим для относительного шага отверстий:

$$\overline{S}_{ш} = \frac{S_{ш}}{d} = \alpha_r \frac{V_o \pi}{8K}, \quad (6.18)$$

где

$$K = K_s \sin \beta (\rho_r / \rho_g)^{0,5} \quad (6.19)$$

Таким образом, для щелевых каналов при данных начальных параметрах газа и воздуха и α_r равномерное начальное распределение газа обеспечивается при одном и том же значении $\bar{S}_{щ}$ независимо от значений конструктивных параметров, включая b . При $\alpha_r = 1$, нормальных начальных параметрах природного газа и воздуха, при угле подачи 90° , $K_s = 1,55$ и $V_0 = 9,45 \text{ м}^3/\text{м}^3$ имеет место $\bar{S}_{щ} = 3,1$. В общем случае коэффициент K_s немного зависит от шага между отверстиями, но в диапазоне практических значений шага его можно считать постоянным.

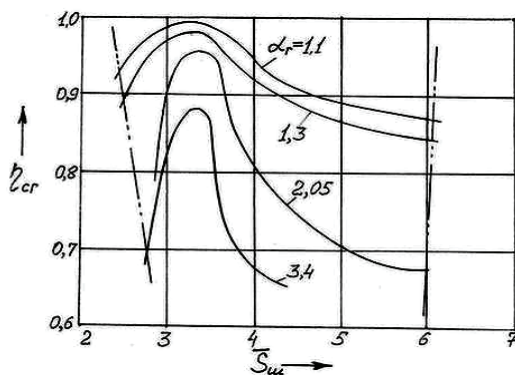


Рис. 6.18. Зависимость $\eta_{сг} - S_{щ}$ для щелевого канала; топливо-природный газ ($\text{CH}_4 98\%$) и воздух при нормальных начальных параметрах: $b = 20 \text{ мм}$, $a = 14 \text{ мм}$ (по рис. 6.17); водоохлаждаемая камера сгорания $100 \times 100 \text{ мм}$, $L_{кс} = 600 \text{ мм}$, $v_b = 15 \text{ м/с}$: 1 – $d = 1,2 \text{ мм}$; 2 – 2,0; 3 – 3,0; - .. - граница устойчивого горения

Экспериментальные данные по полноте сгорания (рис. 6.18) подтверждают полученный результат. Факел не стабилизируется коллектором при $\bar{S}_{щ} < 2,4$ и $\bar{S}_{щ} > 6$. Если в (6.18) вместо α_r подставить пределы горючих концентраций: верхний – 0,6 и нижний – 1,9, то получим: минимальный шаг $\bar{S}_{щ} = 1,86$, а максимальный – 5,9, что согласуется с экспериментом. Характерно, что оптимальное значение $\bar{S}_{щ}$ не зависит от величины α_r и, следовательно, от h .

На основании полученных результатов, а также того, что интенсивность горения в диффузионном факеле рассмотренного вида близка к кинетическому [116], можно утверждать следующее:

– газ ряда струй одного диаметра практически равномерно распределяется в слое воздуха $2h$ (рис. 6.17);

– в области поверхности Π и зоны обратных токов местный коэффициент избытка воздуха не зависит от размера b и значения α_r ,

а определяется величиной \bar{S}_{uc} в соответствии со следующей зависимостью, полученной из (6.18):

$$\alpha_{M(\Pi)} = \alpha_{3.O.T.} = \bar{S}_{uc} 8K / (V_o \pi) \quad (6.20)$$

Этот результат делает возможным аналитическое исследование многорядных газораздаточных устройств и каналов различной формы.

Пусть воздушный канал щелевой горелки произвольно разделен на m слоев; газ в центр i -го слоя подается рядом отверстий диаметром d_i в количестве $V_{\Gamma i}$. Выражение для α в первом слое запишем в виде:

$$\alpha_{M(1)} = V_{B1} / [V_o (V_{\Gamma 1} + V_{\Gamma 2(1)} + \dots + V_{\Gamma m(1)})] \quad (6.21)$$

где $V_{B1} = 2h_1 V_B$ – расход воздуха в первом слое; $V_{\Gamma 1}$ – количество подаваемого в него воздуха. В соответствии с результатом, полученным выше, газ i -го ряда отверстий равномерно распределяется в слое высотой $2h_i$. Поэтому в слое, меньше высоты $2h_i$, доля этого газа определяется пропорцией:

$$V_{\Gamma 1} / 2h_1 = V_{\Gamma(i)} / 2h_i \quad \text{или} \quad V_{\Gamma 1} = V_{\Gamma(i)} h_1 / h_i \quad (6.22)$$

где $V_{\Gamma(i)} = (\pi d_i^2 / 4) \cdot v_{\Gamma} / S_i$.

Используя (6.18) по аналогии с выводом (6.20), заменяя h_1/h_i на d_1/d_i , после соответствующих подстановок имеем:

$$\alpha_{M(1)} = \frac{2Kv_1 d_1}{V_o \frac{\pi d^2}{4} \left(\frac{d_1^2}{S_1} + \frac{d_1^2}{S_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} + \dots + \frac{d_m^2}{S_m} \cdot \frac{d_1}{d_m} \right)} \quad (6.23)$$

или

$$\alpha_{M(1)} = 8K \bar{S}_{\Sigma(m)} / (V_O \pi) \quad (6.24)$$

где $\bar{S}_{\Sigma(m)} = 1 / \sum_1^m 1/\bar{S}_i$ – приведенный относительный шаг многорядной системы газовых отверстий.

Из сравнения выражений (6.23) и (6.24) видно, что при одинаковых значениях \bar{S}_{Σ} и $\bar{S}_{\Sigma(m)}$ значения $\alpha_{M(n)}$ и α_3 о.т. для разных коллекторов будут одинаковыми. Нетрудно убедиться, что при делении воздушного канала на m , равных по высоте слоев:

$$\bar{S}_{\Sigma(m)} = \bar{S}_1 / \sum_1^m 1/(2m-1) \quad (6.25)$$

Ряд $\sum_1^m 1/(2m-1)$ при $m \rightarrow \infty$ расходится, а $\bar{S}_{\Sigma(m)} \rightarrow 0$ и $\alpha_{M(1)} \rightarrow 0$.

Таким образом, по мере увеличения m зона обратных токов переобогащается газом.

В камерах сгорания ПВРД часто рассматривается случай с распределенной по длине подачей топлива [117]; рассмотрим подробнее случай когда $m = 2$.

При делении воздушного канала, согласно (рис. 6.17 б) на два слоя, имеем:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{0,5b_1}{b_1 + 0,5b_2} = \frac{b_1}{b_1 + b} \quad (6.26)$$

Так как

$$V_{\Gamma(1)} = \frac{\pi d_1^2}{4} \cdot v_r \cdot \frac{1}{S_1}; \quad V_{\Gamma(2)} = \frac{\pi d_2^2}{4} \cdot v_r \cdot \frac{1}{S_2}; \quad \text{то} \quad \frac{V_{\Gamma(1)}}{V_{\Gamma(2)}} = \frac{d_1^2}{d_2^2} \cdot \frac{S_2}{S_1} \quad (6.27)$$

$$\text{и при условии } V_{\Gamma(i)} : V_{B(i)} \text{ получаем: } \frac{V_{\Gamma(1)}}{V_{\Gamma(2)}} = \frac{b_1}{b + b_1} \quad (6.28)$$

Приравняв правые части уравнений (6.27) и (6.28), и заменив отношение d_1/d_2 на h_1/h_2 , при подстановке (6.26) находим:

$$\bar{S}_2 = \bar{S}_1 \cdot (1 + \bar{b}_1) / (1 - \bar{b}_1) \quad (6.29)$$

где $\bar{b} = b/b$, а \bar{S}_1 определяется по (6.18) при $\alpha_r = 1$.

Далее имеем:

$$\bar{S}_{\Sigma(2)} = 1 / \left(\frac{1}{\bar{S}_1} + \frac{1}{\bar{S}_2} \right) = \bar{S}_1 \cdot (1 + \bar{b}_1) / 2 \quad (6.30)$$

По (6.24) определяем $\alpha_{м(1)}$. Из табл. видно, что с уменьшением \bar{b}_1 величина $\alpha_{м(1)}$ снижается, стабилизация факела и распределение газа в воздухе при этом ухудшаются. При $\bar{b}_1 = 1/3$, как это рекомендуется в [118], факел за коллектором газа не стабилизируется вообще.

Таблица 6.2

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СТАБИЛИЗАТОРА НА $\alpha_{м(1)}$

\bar{b}_1	1	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1	0
$\bar{S}_{\Sigma(2)}$	3	2,85	2,7	2,55	2,4	2,25	2,1	1,95	1,8	1,65	1,5
$\alpha_{м(1)}$	1	0,95	0,9	0,85	0,8	0,75	0,7	0,65	0,6	0,55	0,5

При работе в условиях, где стабилизация факела происходит в больших объемах, это обстоятельство остается незамеченным. Однако неравномерное распределение газа существенно влияет на длину факел, полноту сгорания, поле температур и т.п., особенно – при α_r близких к единице.

В наших выводах не учитывалось, что величина K через K_s зависит от \bar{S} . Однако, по сути, это обстоятельство не влияет на полученные выводы. Во-первых, в рассматриваемом диапазоне изменения \bar{S} величина K_s меняется слабо.

Кроме того, из (6.29.) видно, что $\bar{S}_2 > \bar{S}_1$, а значит, $K_{s2} > K_{s1}$. Учет этого обстоятельства уменьшает \bar{S}_2 и, как видно из (6.30), $\bar{S}_{\Sigma(2)}$, т.е. усиливает отрицательный эффект от применения двухрядной (в общем случае многорядной) подачи газа.

Распределение газа в районе коллектора-стабилизатора можно улучшить, изменяя подачу газа в 1-й и 2-й слои воздуха. При выбранном значении b_1 изменение долей газа V_{r1} и V_{r2} не влияет на

глубину проникновения струй \mathbf{h}_1 и \mathbf{h}_2 , а, следовательно, и на величины \mathbf{d}_1 и \mathbf{d}_2 . Новые расходы газа $V'_{\Gamma 1}$ и $V'_{\Gamma 2}$ и соответствующие значения α_i в этом случае будут зависеть лишь от шага отверстий.

Таким образом, для новых значений \bar{S}_i можно записать:

$$\bar{S}'_1 = \alpha'_1 \cdot \bar{S}_1, \quad \bar{S}'_2 = \alpha'_2 \cdot \bar{S}_2 \quad (6.31)$$

При $\alpha_{\Gamma} = \text{const}$ величины α'_1 и α'_2 связаны зависимостью:

$$\alpha'_2 = \alpha'_1 (1 - \bar{b}_1) / (\alpha'_1 - \bar{b}_1) \quad (6.32)$$

Используя (6.30), (6.31), (6.32) получим:

$$\begin{aligned} \bar{S}'_{\Sigma(2)} &= \frac{1}{\frac{1}{\alpha'_1 \bar{S}_1} + \frac{1}{\alpha'_1 \cdot \frac{1 - \bar{b}_1}{\alpha'_1 - \bar{b}_1} \cdot \bar{S}_1 \cdot \frac{1 + \bar{b}_1}{1 - \bar{b}_1}}} \\ \bar{S}'_{\Sigma(2)} &= \alpha'_1 \cdot \bar{S}_1 (1 + \bar{b}_1) / (1 + \alpha'_1) \end{aligned} \quad (6.33)$$

Из (6.33) видно, что при $\alpha'_1 = 1/\bar{b}_1$ имеем $\bar{S}'_{\Sigma(2)} = \bar{S}_1$ и, согласно начальному условию, $\alpha_{M(1)} = 1$. Так, при $\bar{b}_1 = 1/3$, условие $\alpha_{M(1)} = 1$

достигается при $\alpha_1 = 3$. Вместе с тем при $\alpha_{\Gamma} = 1$ имеем $\alpha'_2 = 0,75$, что означает переобогащение газом второго слоя воздуха.

Таким образом, применяя двухрядную газораздаточную систему, можно получить в щелевом канале значения $\alpha_{M(1)}$; $\alpha_{3.OT}$, обеспечивающие устойчивость факела, но общее распределение газа по сравнению с однорядной системой не может быть улучшено. Интенсивность горения при двухрядной подаче газа получается ниже, чем при однорядной – эксперименты подтвердили это.

С учетом различных требований, которые предъявляются к камерам сгорания помимо высокой интенсивности горения, таких как минимальные выбросы оксидов азота, требования к температурному полю и т.д., весьма целесообразным может оказаться использование многорядных газораздаточных систем.

Особое значение это может иметь для камер сгорания ГПВРД, работающих на криогенных топливах в области $\alpha_{\Gamma} < 1$.

7.1. Методологический аспект при проектировании горелочных устройств

Как следует из полученных в предыдущей главе данных о взаимосвязи геометрических характеристик оптимальных стабилизаторов факела с характеристиками горения можно сделать вывод, что именно отсутствие ранее этих данных привело к большому разнообразию конструкций горелок. В то же время экстенсивный путь эмпирической доводки существующих схем горелок привел к расхожему постулату о специальных или специфических конструкциях горелочных устройств для объектов разного назначения. На самом деле практика внедрения микродиффузионной технологии в промышленность опровергает это.

Анализ причин разнообразия конструкций фронтowych устройств камер сгорания и горелок демонстрирует скорее антинаучные и неметодологические вольности разработчиков, чем утверждает какие-либо научно-технические положения.

Основными требованиями, которые предъявляются к горелкам и камерам сгорания являются следующие: максимальная полнота сгорания в максимальном диапазоне регулирования мощности, максимальная интенсивность горения в факеле, связанная с его размерами и минимальная эмиссия оксидов азота.

Вначале следует рассмотреть задачу о выборе топологической схемы горелки, исходя из важнейших ее характеристик для промышленности, а именно – диапазона устойчивого горения и объемной интенсивности факела горелки.

Рассмотрим, каким образом влияет совокупность требований на топологическую схему горелки.

Из главы 6, а именно п. 6.2, следует, что стабилизаторы типа «плохообтекаемое тело» при высоте около 30 мм обеспечивают стабилизацию кинетического факела при скоростях потока до скорости звука. Это происходит благодаря тому, что скорость обратного потока продуктов сгорания в зону рециркуляции, где происходит зажигание «свежей» смеси достигает скоростей набегающего потока. Исследования статических давлений в зоне рециркуляции и зоне обратных токов подробно описаны в [119]. Регистровые завихрители не обладают такой способностью, т.е. даже при достаточно больших размерах регистра модуль вектора обратного тока значительно меньше тангенциальной составляющей скорости потока.

Стабилизатор «плохообтекаемое тело» имеет поверхность простой формы, что позволяет задавать соотношение «газ – воздух» в зоне рециркуляции. Зона рециркуляции за такими стабилизаторами имеет устойчивые аэродинамические границы. Как мы определили в предыдущей главе, концентрацию топлива в зоне рециркуляции задает один геометрический параметр – относительный шаг газораздаточных отверстий. При этом отверстия должны быть расположены от кромки стабилизатора на расстоянии порядка расстояния, на котором струя достигает глубины проникновения. Это расстояние для практических расчетов можно принимать в пределах $(4...5)d_0$.

При такой организации процесса стабилизации соотношение на кромке стабилизатора практически не зависит от избытка воздуха по высоте всего канала горелки в максимально широком диапазоне его изменения. Это явление называется автомодельностью стабилизации.

Полые стабилизаторы выполняют функцию газораздаточного коллектора. Такие коллекторы-стабилизаторы установленные в, предпочтительно, прямоугольный воздушный канал представляют собой микродиффузионную газовую горелку [140].

В промышленности наиболее распространены коллекторы-стабилизаторы двух видов: плоский и кольцевой (рис. 7.1).

В п. 6.3 был рассмотрен вопрос оптимизации начального распределения и получены следующие зависимости для оптимальной ячейки газовой горелки:

$\bar{S}_{\text{ш}} = \alpha_{\Gamma} \frac{V_{\sigma} \pi}{8\kappa}$, где $\kappa = \kappa_s \sin \beta \sqrt{\rho_{\Gamma} / \rho_B}$, а для многорядной системы, состоящей из m рядов отверстий с относительным шагом i -го ряда \bar{S}_i : $\bar{S}_{\Sigma} = \left(\sum_1^m (1/\bar{S}_i) \right)^{-1}$.

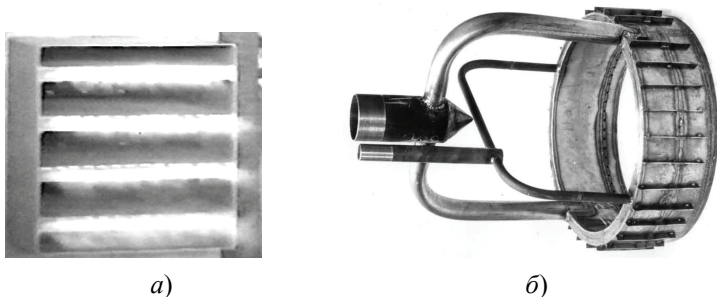


Рис. 7.1. Основные типы коллекторов-стабилизаторов:
а) плоский; б) кольцевой

Чем выше скорости в зоне обратных токов за стабилизатором, тем выше интенсивность горения в зоне рециркуляции, т.е. больше объем «свежей смеси», который за единицу времени нагревается до температуры воспламенения в зоне рециркуляции.

Это обстоятельство является ключевым при проектировании горелок любого типа с устойчивым безотрывным горением в широком диапазоне изменения мощности.

В заключительной части о выборе стабилизатора нужно отметить тот факт, что при таком подходе практически отсутствует потеря напора на завихрение потока, что очень важно для камер сгорания ГТД.

В общем случае полнота сгорания в факеле определяется концентрацией продуктов полного сгорания на некотором расстоянии от факела вплоть до выхода из камеры сгорания.

Если сжигание газа осуществляется в камере сгорания, где пламя касается стенок, то это означает, что весь воздух и газ проходят через фронт пламени, который распространяется в зоны рециркуляции. В этом случае, чем выше температура в этой зоне и лучше начальное распределение газа в воздухе, тем выше полнота сгорания и ниже длина факела. У оптимизированной по такому принципу

горелки процесс полного окисления топлива завершается в границах светящегося факела. Примером такой горелки является микродиффузионная газовая горелка (рис. 7.1).

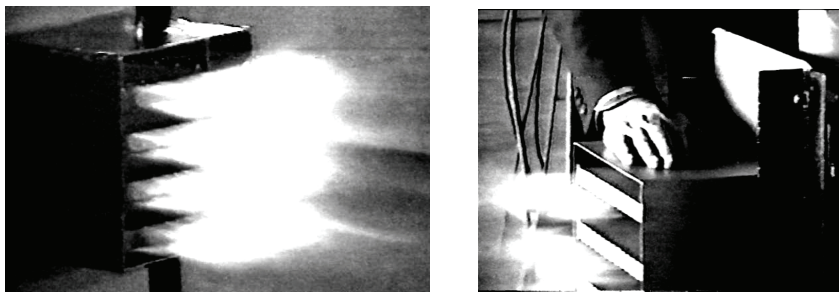


Рис. 7.2. Вид факела микродиффузионной газовой горелки

Еще на что хотелось бы обратить внимание – это возможность многорядной газораздаточной системы. Это имеет смысл: для газообразного топлива с малым стехиометрическим коэффициентом, когда $\bar{S}_{из} \sim d_0$, а также для некоторого уменьшения эмиссии NO_x (примерно на 30–40 %), что следует из уменьшения зон с местным избытком воздуха в зоне рециркуляции $\alpha_m = 0,95–0,99$, при котором наблюдается рост эмиссии NO_x по сравнению с $\alpha_m > 1,0$.

В п. 6.3. уже отмечалось уменьшение автотемпературы поля концентраций по высоте воздушного канала при увеличении числа рядов. Это означает, что например, при 2-рядной схеме раздачи

газа мы можем получить $\alpha_m^{sp} = \alpha_r = 1$ получается при $\alpha_1' = 1/\bar{\epsilon}_1 \left(\frac{\bar{\epsilon}_1}{\epsilon} \right)$, при $\bar{\epsilon}_1 = 1/3$ $\alpha_r = 1$, а $\alpha_2' = 0,75$, то есть, происходит переобогащение газом второго слоя воздуха. Эксперименты подтверждают уменьшение интенсивности горения при 2-рядной схеме.

Дополнительно можно задавать длину факела, используя материалы, изложенные в п. 3.3.

Горелки, созданные по такому принципу, могут быть использованы в любых устройствах (камерах сгорания, котлах, печах и т.д.).

Иногда на практике для адаптации горелочных и, особенно, фронтных устройств под имеющиеся топливосжигающие уста-

новки и камеры сгорания необходимо применять кольцевые коллекторы-стабилизаторы, поэтому следует провести детальный анализ влияния кривизны стабилизатора на его основные оптимальные геометрические характеристики.

7.2. Анализ круглых газовых горелок

7.2.1. Горелки с периферийной подачей газа

Рассмотрим горелку с периферийной подачей газа, которая представляет собой круглый коллектор с радиусом r_H , внутри которого находится центральная труба с радиусом r_{BH} . При однорядной подаче газа величина радиуса r , очевидно, должна соответствовать окружности, которая делит кольцевую площадь воздушного канала пополам, тогда нужная глубина проникновения $h = r_H - r$.

Введем относительный радиус (основной геометрический параметр горелки), $\bar{r}_{BH} = r_{BH}/r_H$ и выразим необходимую глубину проникновения струй газа через основные геометрические параметры горелки:

$$h = r_H - r_H \sqrt{\frac{1 - (r_{BH}/r_H)^2}{2}} = r_H \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \bar{r}_{BH}^2}{2}} \right), \quad (7.1)$$

Для этой горелки коэффициент избытка воздуха:

$$\alpha_r = \frac{v_B \cdot \pi (r_H^2 - r_{BH}^2)}{V_o \cdot V_r}. \quad (7.2)$$

Представим расход газа в виде:

$$V_r = \frac{\pi d^2}{4} \cdot v_r \cdot n \quad (7.3)$$

где n – число газовых отверстий; при периферийной подаче газа:

$$n = \frac{2\pi \cdot r_H}{S} \quad (7.4)$$

Подставляя в (7.2) выражение (7.3) и используя (7.1) и (7.4), получаем для круглой горелки с периферийной подачей газа:

$$\bar{S}_{кр(n)} = \alpha_r \cdot \frac{V_o \pi}{2\kappa} \cdot \left(\frac{1 - \sqrt{\frac{r_{BH}^2}{r_{BH}^2} + 1}}{1 - r_{BH}^2} \right) \quad (7.5)$$

При $r_{BH} = 1$ выражение в скобках; (обозначим его A) представляет собой неопределенность типа $0/0$. Применяя правило Лопиталя для раскрытия неопределенности, получаем: $\lim_{r_{BH} \rightarrow 1} A = 1/4$.

Подставляя это значение в выражение (7.5) и сравнивая его с (6.18), видим, что при $r_{BH} \rightarrow 1$ относительный шаг отверстий круглой горелки с периферийной подачей газа становится таким же,

как и для щелевой горелки: $\bar{S}_{кр(n)} \rightarrow \bar{S}_{щ}$.

С уменьшением радиуса центральной трубы горелки, т.е. при $r_{BH} \rightarrow 0$, величина $S_{кр(n)}$ будет медленно возрастать, и для $r_{BH} = 0$ зависимость (7.5.) примет вид:

$$\bar{S}_{кр(n)} = \alpha_r \cdot \frac{V_o \pi}{2\kappa} \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \quad (7.6)$$

или с учетом (6.18 и 6.19):

$$\bar{S}_{кр(n)} = 1,1716 \cdot \bar{S}_{щ} \quad (7.7)$$

Таким образом, для простейшей горелки с периферийной подачей газа (без центральной трубы) при $\alpha_r = 1$ наибольшее значение местного коэффициента избытка воздуха в районе внешней стенки горелки составит согласно (6.19 и 7.7) $\alpha_{M(n)} = 1,17$.

Ранее было выяснено, что увеличение числа рядов газораздаточных отверстий приводит к уменьшению приведенного относительного шага газораздаточной системы и соответственно к снижению местного избытка воздуха в слое воздуха, прилегающем к газовому коллектору.

В горелках с периферийной подачей газа может оказаться целесообразным применение не одного, как для оптимальной щелевой

горелки, а, например, двух рядов газораздаточных отверстий. В этом случае имеет место соотношение вида:

$$\overline{S}_2 = \overline{S}_1 \cdot \frac{1 - \frac{r_1^2}{r_1^2 - r_{BH}^2}}{1 - \sqrt{\frac{1 + r_{BH}^2}{2}}} \cdot \frac{1 - \sqrt{\frac{1 + r_1^2}{2}}}{1 - \sqrt{\frac{1 + r_{BH}^2}{2}}} \quad (7.8)$$

Рассмотрим на конкретном примере, как изменится местное (наибольшее) значение $\alpha_{M(n)}$ для горелки с периферийной подачей газа при переходе на двухрядную подачу газа.

Как было установлено для горелки с определенной периферийной подачей газа и без центральной трубы ($r_{BH} = 0$) наибольшее местное значение коэффициента избытка воздуха $\alpha_{M(n)} = 1,1716$.

Для щелевой горелки с однорядной подачей газа и при нормальных начальных параметрах газа и воздуха получаем:

$$\overline{S}_{щ} = \frac{9,5 \cdot \pi}{8K_S \cdot \left(\frac{\rho_{\Gamma}}{\rho_B}\right)^{0,5}} = \frac{9,45 \cdot 3,14}{8 \cdot 1,55 \cdot \left(\frac{0,73}{1,29}\right)^{0,5}} = 3,17$$

Для рассматриваемой круглой горелки имеем:

$$\overline{S}_{кр(n)} = \alpha_{M(n)} \cdot \overline{S}_{щ} = 3,17 \cdot 1,1716 = 3,71$$

Теперь возьмем горелку с центральной трубой и периферийной однорядной подачей газа; пусть $r_n = 5 r_{BH}$, т.е. $r_{BH} = 0,2$. По зависимости (7.5) с учетом того, что выражение, стоящее перед скобкой

$$\frac{V_o \cdot \pi}{(2\kappa)} = 4 S_{щ} \text{ находим:}$$

$$\overline{S}'_{кр(n)} = 4 \cdot 3,17 \cdot \frac{1 - \sqrt{\frac{0,2^2 + 1}{1}}}{1 - 0,2^2} = 3,68$$

Отсюда:

$$\alpha'_{M(n)} = \frac{3,68}{3,17} = 1,16$$

Т.е. величина $\alpha_{M(n)}$ с введением центральной трубы изменяется незначительно.

7.2.2. Горелки с центральной подачей газа

Благодаря простоте конструкции, горелки с центральной подачей газа широко распространены, однако интенсивное горение газа при этом не обеспечивается. Проанализируем это обстоятельство.

Для такой горелки при однорядной газораздаточной системе и $\alpha_r = 1$ запишем:

$$\alpha_r = \frac{V_B}{V_o V_r} = \frac{4 \cdot v_B \cdot \pi \cdot (r_H^2 - r_{BH}^2)}{V_o \cdot v_r \cdot n \cdot \pi \cdot d^2} \quad (7.9)$$

С целью обеспечения общего наиболее равномерного начального распределения газа по поперечному сечению воздушного канала глубина распределения струй газа $h = r_H - r_{BH}$ должна соответствовать радиусу цилиндрической поверхности r_r , делящий площадь этого сечения на две равные части; в этом случае получаем:

$$r_r = \sqrt{\frac{r_H^2 + r_{BH}^2}{2}} \quad (7.10)$$

Число газовых отверстий в горелке с центральной подачей газа:

$$n = 2 \cdot \pi \cdot r_{BH}$$

Из уравнения (7.9), делая необходимые подстановки, по аналогии с предыдущими выводами получаем:

$$\bar{S}_{кр(н)} = \frac{V_o \pi}{2\kappa} \cdot \frac{\sqrt{\frac{-2}{r_H^2 + 1}} - 1}{\frac{-2}{r_H^2} - 1} \quad (7.11)$$

где $\bar{r}_H = r_H / r_{BH}$. При $r_H = 1$ имеет место $\bar{S}_{кр(н)} = \bar{S}_{ш}$. С увеличением r_H значения $S_{кр(н)}$ и местные избытки воздуха у коллектора по центру горелки быстро снижаются.

Уже при $r_H = 2 - 3$ воздушный поток в центральной части горелки значительно переобогащен газом; факел стабилизируется только при наличии больших зон обратных токов в топке и имеет значительную длину.

Попытки улучшить начальное распределение газа увеличением числа струй газа, подаваемых через отверстия одного параметра и расположенных в несколько рядов, оказались неэффективными.

Очевидно, что при замене одного ряда отверстий данного диаметра на m рядов таких же отверстий в одном ряду будет:

$\bar{S}_{кр(i)} = m \cdot \bar{S}_{кр(u)}$ и соответственно, исходя из зависимости (6.20), получаем:

$\bar{S}_{\Sigma(m)} = \bar{S}_{кр(u)}$, а это означает, что при $\alpha_{M(i)} = \alpha_{M(m)} = const$.

Так как для круглой горелки с центральной подачей газа при наличии только одного ряда отверстий газа $\alpha_M > \alpha_r = 1$, применение здесь двух и более рядов газораздаточных отверстий разного диаметра ухудшает начальное распределение газа в гораздо большей степени, чем в щелевой горелке, и потому неприемлемо.

Горелки с центральной подачей газа могут применяться только при значениях r_n , мало отличающихся от единицы, когда они по неравномерности распределения газа приближаются к горелкам с периферийной подачей газа.

При анализе формул по фактору автомодельности, то есть постоянстве концентрации воздуха в з. о. т. при $\bar{r} = var$, видно, что максимальной автомодельностью обладает плоский стабилизатор. Более подробно с этими исследованиями можно ознакомиться в [122–139].

Используя изложенные выше принципы проектирования и методику расчета стабилизаторов, были созданы камеры сгорания с микродиффузионными фронтowymi устройствами с тремя подводами газа и фронтowymi устройства для модернизации камер сгорания ГТУ путем замены регистрового фронтowego устройства (рис. 7.3).

Фронтowe устройство состоит из трех кольцевых микродиффузионных стабилизаторов. Средний стабилизатор имеет двухрядную газораздаточную систему с двумя подводами газа. Три комбинации включения этих стабилизаторов позволяют обеспечить максимально оптимизированные характеристики работы камеры сгорания во всем диапазоне режимов.

Особенностью камеры сгорания является то, что противоположные стенки коллекторов удлиненны и являются одновременно стенками модуля и его жаровой трубы. Эти стенки образуют с кормовыми срезами коллекторов два обращенных друг к другу

стабилизатора пламени типа уступ, что обеспечивает, благодаря парным вихрям, образующимся за ними, высокую устойчивость процесса горения, в том числе – бедной горючей смеси. Стенки модулей образуют между собой и со стенками камеры сгорания кольцевые каналы вторичного воздуха, имеющие выход в общий объем смесителя камеры сгорания, находящегося за жаровыми трубами. Таким образом, вторичный воздух не принимает участия в процессе горения, а весь используется для охлаждения жаровой трубы и последующего разбавления продуктов сгорания [141]. Это является ключевым обстоятельством, позволяющим осуществить процесс горения бедных смесей в максимально широком диапазоне изменения коэффициента избытка первичного воздуха при полном сгорании и с минимальной эмиссией NOx.

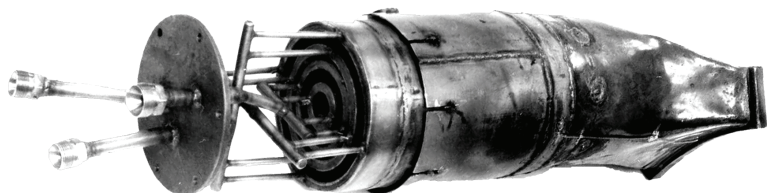


Рис. 7.3. Камера сгорания с микродиффузионным фронтным устройством

Что же касается вторичного воздуха, то его подача в смеситель несколькими рассредоточенными слоями позволяет более эффективно, чем в существующих камерах сгорания, формировать температурное поле на входе в турбину.

Метод проектирования и расчета микродиффузионных фронтных устройств позволяет избежать последующей значительной доработки опытно-промышленных образцов.

Стендовые испытания опытных образцов различного назначения и мощности показали их неоспоримые преимущества перед регистровыми фронтными устройствами, а именно:

- уменьшение объема КС в 2–4 раза при полноте сгорания 99,99 %;
- снижение аэродинамических потерь до 2–3 %;
- максимальное приближение к заданному температурному профилю;

– снижение температуры наиболее теплонапряженных элементов КС;

– эмиссия NO_x при $T_3 < 1680 \text{ K}$ менее 10–20ppm, а при $T_3 < 2050 \text{ K}$ – 35 ppm.

Зависимость полноты сгорания на выходе из камеры сгорания от коэффициента избытка воздуха в диапазоне регулирования дана на рис. 7.4.

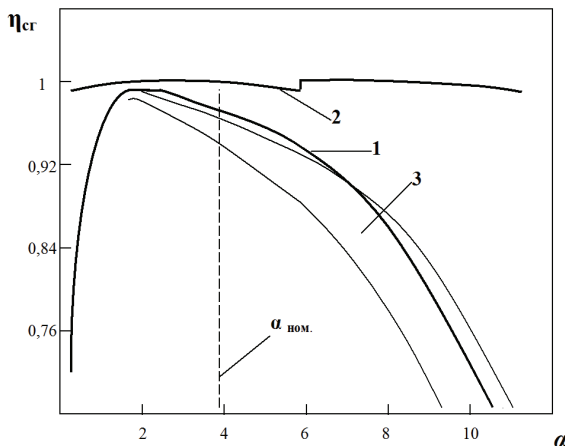


Рис. 7.4. Зависимость полноты сгорания от коэффициента избытка воздуха: топливо-природный газ; $T_2 = 35\text{--}40^\circ\text{C}$

На рис. 7.4. кривые имеют следующие обозначения: 1 – серийная КС ГТ-16; 2 – опытно-промышленный образец КС с МДФУ; 3 – область значений для авиационных двигателей (Теория и расчет ВРД, /под ред. С. М. Шляхтенко. – М.; 1987. – 568 с.).

На рис. 7.5 показаны сравнительные экологические показатели по эмиссии оксидов азота в камерах сгорания ведущих мировых производителей. Камера сгорания с микродиффузионным фронтovým устройством имеет самую низкую эмиссию во всем диапазоне режимов. При простом регулировании (камера имеет всего три подвода газа) это доказывает хорошее регулирование и управление полем концентраций в зоне стабилизации фронтového устройства.

Таким образом, можно утверждать, что микродиффузионная технология на практике подтвердила свое превосходство, объединив все достоинства кинетического и диффузионного горения.

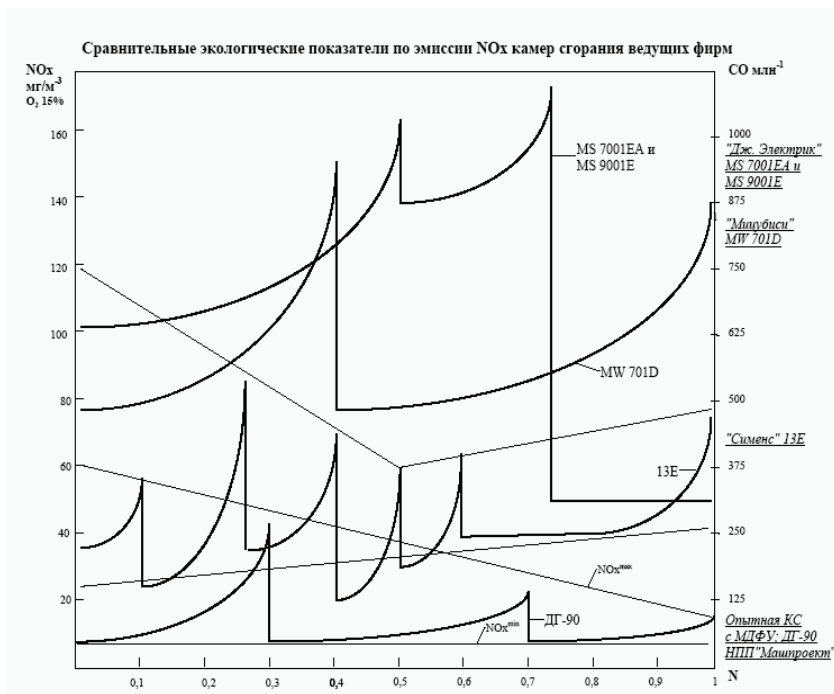


Рис. 7.5. Сравнительные экологические показатели по эмиссии оксидов азота

7.3. Использование аналогий при проектировании жидкотопливных горелочных устройств

7.3.1. Перспективные камеры сгорания летательных аппаратов

Вопросы разработки экологически чистой технологии сжигания жидких топлив и создание камер сгорания нового поколения для двигателей летательных аппаратов являются приоритетными многие десятилетия.

Рассмотренные возможности и актуальность разработки камер сгорания нового поколения для всей номенклатуры указанных дви-

гателей на основе новой, микродиффузионной технологии сжигания топлив позволяют решить задачи по достижению максимальной интенсификации процесса, максимальной экономичности, предельно высоких экологических характеристик и, возможно, вывода на околоземную орбиту одноступенчатых летательных аппаратов.

Методологический анализ истории развития и совершенствования двигателей типа ВРД и, особенно, ПВРД доказывает неэффективность имеющихся многочисленных методов расчета горения в потоке.

Приоритетный характер проблемы развития аэрокосмических летательных аппаратов с двигателями типа ВРД и ПВРД как обладающих бесспорными технико-экономическими и экологическими преимуществами перед ракетными на участке активной траектории полета, приходящейся на земную атмосферу, требует обновленного подхода к фронтovým устройствам их камер сгорания, конструкциям форсажных камер и дополнительных исследований стабилизаторов.

В данном исследовании максимальная аналогия с оптимальной организацией газового факела при сжигании жидкого топлива была обеспечена за счет применения воздушного распыления жидкого топлива и подачи его, как

и газа, большим числом струй (в данном случае двухфазных). Исследования проводились на прямоточной горелке.

При разработке опытного комбинированного горелочного устройства использованы также результаты исследований [126, 142] по плоскому диффузионному факелу.

Расчет глубины проникновения газовых струй в воздушный поток с целью обеспечения заданного исходного поля концентраций осуществляется по зависимости (6.18).

Для двухфазных топливовоздушных струй глубина проникновения может быть определена по зависимости (7.13.), полученной по аналогии с первой зависимостью и экспериментально проведенной и уточненной при «холодных» продувках в камере.

$$h_{СТР}^{ДФ} = K'_s \cdot K_p \cdot \sin \beta \cdot d_{o.p.в} \cdot \frac{v_{СТР}^{ДФ}}{v_B} \sqrt{\frac{\gamma_{Р.В.} + \bar{g}_{Ж.Г.}}{\gamma_B}} \quad (7.13)$$

где K – коэффициент пропорциональности, зависящий от отношения шага между отверстиями распыляющего воздуха S_0 к их диаметру $d_{o.p.v.}$, K – коэффициент зависящий от режима работы через $g_{ж.т.}$, близкий к единице; $v_{стр}^{лф}$ – скорость двухфазной струи, в первом приближении равная среднерасходной скорости распыляющего воздуха; $g_{ж.т.}$ – количество жидкого топлива, приходящееся на единицу распыляющего воздуха; γ_v – плотность распыляющего воздуха.

Для газообразного и жидкого топлива с целью обеспечения максимальной аналогии процессов горения запишем:

$$\frac{\Delta V_B}{L_o^\Gamma V_\Gamma} = \frac{\Delta V_B}{L_o^{ж.т.} V_{ж.т.}} = \lambda_M \quad (7.14)$$

где ΔV_B – расход воздуха через слой h ; V_Γ – расход газообразного топлива; L_o^Γ , $L_o^{ж.т.}$ – стехиометрическое количество воздуха соответственно для газообразного и жидкого топлива.

Желательно провести сравнение факелов при работе на одном и том же коллекторе-стабилизаторе, используя канал распыляющего воздуха для подачи газа (при отключении жидкого топлива). Для теоретической проверки этого положения произведем некоторые преобразования зависимости (7.14). Для плоского канала единичной длины, допуская, что скорость распыляющего воздуха $v_{p.v.} \approx v_{стр}^{лф}$ и пренебрегая им как окислителем, можно записать:

$$\lambda_M = \frac{v_B \cdot h}{L_o^\Gamma v_\Gamma \frac{\pi d_{o.г.}^2}{4} \cdot \frac{1}{t_{o.г.}}} = \frac{v_B \cdot h}{L_o^{ж.т.} \bar{g}_{ж.т.} \cdot v_{p.в.} \frac{\pi d_{o.p.в.}^2}{4} \cdot \frac{1}{t_{o.p.в.}}} \quad (7.15)$$

Используя зависимости (7.14.) и (7.15.), принимая $K=1$ и имея ввиду, что $d_{o.г.} = d_{o.p.v.}$, $t_{o.г.} = t_{o.p.v.}$ и $\beta = \text{const}$, после преобразований получаем квадратное уравнение:

$$\left(\frac{L_o^\Gamma}{L_o} \right)^2 \cdot \gamma \cdot \bar{g}_{ж.т.}^2 - \bar{g}_{ж.т.} - \gamma_v = 0 \quad (7.17)$$

Это уравнение имеет два действительных корня. Один из них – положительный – соответствует физической картине процесса.

Это доказывает осуществимость максимальной аналогии исходных «холодных» структур факелов жидкого и газообразного топлива на одном и том же коллекторе – стабилизаторе.

На рис. 7.6. показан модуль жидкотопливной горелки, в которой возможна изложенная выше оптимизация начального распределения топлива.

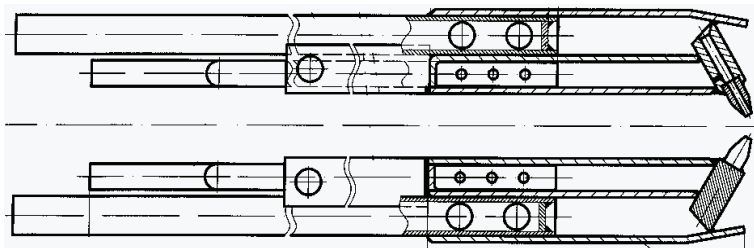


Рис. 7.6. Модуль оптимальной жидкотопливной горелки с двумя рядами сопел, расположенных наперекрест

В опытах распыление осуществлялось воздухом с избыточным давлением 80–240 мбар, что давало среднемассовый диаметр капли 300–340 мк.

Сравнительно грубое распыление было применено для того, чтобы отчетливее выявить роль других факторов, в том числе – способных компенсировать его недостаточность. При $b_{ст} = 31$ мм устойчивая работа горелки на жидком топливе обеспечивает лишь в восьмикратном диапазоне изменения α_r , т.е. в значительно более узком, чем при работе на газообразном топливе и при меньших скоростях. Это объясняется тем, что расчет распределения топлива делается для всей его массы, в то время как устойчивость факела определяется концентрацией газовой фазы. С целью повышения мощности стабилизирующей зоны обратных потоков и повышения α_m , в этой области были установлены закрывки, одинаково влияющие на глубину проникновения как газовой, так и двухфазной струи. Получение значения α_m в эксперименте в этом случае легко достигается за счет регулирования параметрами на основе функции $h_{СТР}^{ДФ} = f(v_{СТР}^{ДФ}, v_B, \bar{g}_{ЖТ})$.

При этом устойчивость жидкотопливного факела была обеспечена в том же диапазоне α_r и v_B , что и газообразного. Это является

результатом сходства уже не только «холодных» структур, но и пламени на начальном участке факела.

Из уравнения (7.17) следует, что расчетные параметры коллектора-стабилизатора, полученные для номинального режима, остаются оптимальными для других режимов при соблюдении одного условия: $(\gamma_{p,b} + g_{ж.т})/\gamma_b = const$. Таким образом, количество распыляющего воздуха должно изменяться пропорционально расходу топлива. При нагрузке в n раз меньшей номинальной для воздушного слоя толщиной Δb_k , омывающего стабилизатор, местное значение коэффициента избытка воздуха изменится, и струя топлива будет подаваться как раз в середину этой части канала, создавая наилучшие условия для смешения топлива с воздухом. Так как состав потока, омывающего стабилизатор, определяет состав смеси в зоне обратных потоков, то условия стабилизации также оказываются наилучшими.

Расширение диапазона нагрузок в сторону их уменьшения по достижении минимального по условиям распыла значения $v_{стр}^{доф}$ может осуществляться за счет уменьшения g_t .

При использовании таких схем для фронтowych устройств камер сгорания или форсажных камер сгорания ВРД задача упрощается с точки зрения начальной скорости испарения при повышении начальной температуры и высокой скорости потока. При этом возможна некоторая трансформация топологической схемы, а именно – использование однорядной системы форсунок вместо двухрядной и использование дополнительной регулировки сечения вырезов на кромках стабилизаторов. Поскольку точно рассчитать процесс испарения жидкого топлива невозможно, для регулирования оптимального соотношения «топливо-воздух» в зоне рециркуляции целесообразно изменять площадь сечения вырезов на кромке стабилизатора: увеличивать сечение при переобогащении топливом зоны рециркуляции и наоборот.

Основной целью модернизации фронтowych устройств камер сгорания является интенсификация процесса горения за стабилизаторами для уменьшения жаровой трубы, расширения области устойчивой работы и повышения полноты сгорания. Исходя из изложенного выше подхода, для достижения этой цели форсунки должны быть установлены непосредственно внутри стабилизаторов, имеющих профиль близкий к V-образному.

Угол раскрытия основной части стабилизатора выполняется близким к углу раскрытия струи распыленного топлива.

Внутри стабилизаторов форсунки могут устанавливаться в один ряд или попарно (в два ряда), обеспечивая заданную геометрическую форму факела и поле концентраций за стабилизатором.

Каждый стабилизатор, расположенный в кольцевом канале, образованном двумя стенками, имеющими на концах обращенные друг к другу конические выступы, образуют модуль фронтального устройства. Стенки соседних модулей образуют между собой и со стенками камеры сгорания кольцевые каналы для вторичного воздуха, имеющие выход в общий объем камеры сгорания за стабилизаторами. Таким образом, вторичный воздух не принимает участия в процессе горения, а весь используется для охлаждения жаровой трубы и последующего разбавления продуктов сгорания.

Вторым ключевым обстоятельством, позволяющим интенсифицировать испарение топлива и устойчивое горение, является то, что распыл производится в зону обратного тока продуктов сгорания; скорости которого достигают скорости потока, а их температура значительно выше, чем в набегающем потоке.

При такой компоновке струи топлива вначале проходят объем зоны внутри стабилизатора и подходят к зоне рециркуляции изнутри, а не снаружи стабилизатора. Обращенные друг к другу конические выступы, расположенные на выходе (из зоны или входе в зону?) смешения с вторичным воздухом, служат для создания на выходе из модуля зоны рециркуляции, в которой происходит догорание топлива.

Кроме интенсивного испарения при такой компоновке можно относительно точно обеспечить необходимое поле концентраций в зоне стабилизатора факела. Для регулирования поля концентраций топлива в зоне обратных потоков за стабилизатором его кромку можно выполнять с вырезами, например, прямоугольной или треугольной формы. Вихревой поток на вырезах будет деформировать корпус распыленной струи и, таким образом, выравнивать поле концентраций между форсунками.

Следует отметить, что вырезы не должны занимать более 10–20 % от длины кромки стабилизатора, иначе это будет уменьшать градиенты скорости зоны рециркуляции и ухудшать стабилизацию.

Для камер сгорания работающих в широком диапазоне мощностей и избытков воздуха целесообразно вырезы выполнять с регулируемым сечением. Это позволит корректировать концентрацию топлива в зоне рециркуляции с целью подбора оптимального соотношения «топливо – воздух» в зоне стабилизации.

На рис. 7.7 приведено одномодульное фронтное устройство кольцевой камеры сгорания. Фронтное устройство представляет собой модуль, который состоит из кольцеобразного углового стабилизатора 1, расположенного между двумя стенками 6, с обращенными друг к другу коническими выступами, расположенный в кольцевом канале вторичного воздуха 7. Внутри стабилизатора расположен топливный коллектор 2 с форсунками 3. На кромке углового стабилизатора имеются вырезы 4 с регулирующими шиберами 5.

В общем случае отношение длины диффузорной части стабилизатора, L , к высоте стабилизатора, h , позволяет формировать геометрические характеристики коллекторов-стабилизаторов такого типа.

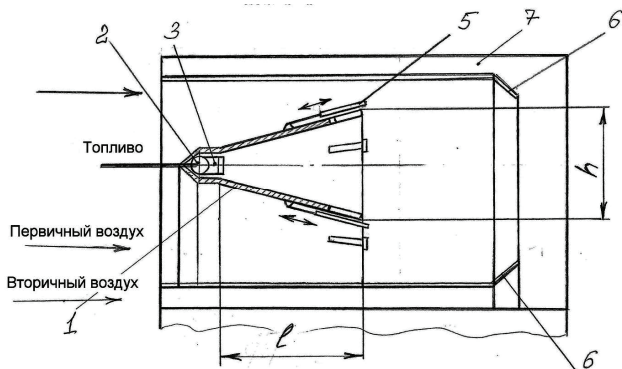


Рис. 7.7. Перспективное одномодульное фронтное устройство

Увеличивая скорость воздуха и высоту стабилизатора, мы получаем необходимый для испарения жидкого топлива обратный тепловой поток.

Второе условие – это концентрация испаренного жидкого топлива в зоне рециркуляции. Поэтому подавать жидкое топливо из форсунок в зону обратных токов необходимо из глубины стабилизатора.

Такие фронтные устройства внедрены в промышленность пока в качестве горелочных устройств для сжигания легких жидких топлив. Опыт эксплуатации показывает, что на таких устройствах можно достигать характеристик горения практически таких же, как на газе, что также подтверждает их перспективность.

7.3.2. Перспективные жидкотопливные и комбинированные горелки

Особенность задачи проектирования жидкотопливных горелок, в отличие от фронтных устройств, связана с тем, что мы не можем достаточно точно рассчитать процесс распыла, испарения жидкого топлива, учтя все значимые факторы в процессе подачи и эксплуатации горелки (t , v_k , состав, $Q_{рао}^T$, чистота топлива и т. д.).

Из предыдущего пункта можно сделать вывод, что аналогичные условия стабилизации и начальное распределение топлива в воздушном потоке, как видно, также предпочтительны и для жидкого топлива.

На практике получили распространение две схемы жидкотопливных стабилизаторов. Для кипящих жидкостей и легких нефтепродуктов высокой очистки применялась следующая схема комбинированной горелки.

Варианты коллекторов-стабилизаторов (двухрядного и однорядного) комбинированной горелки представлены на рис. 7.8 и 7.9 соответственно.

Для обеспечения заданной $v_{зот} = f(v_s)$ целесообразно разделить воздух на первичный и вторичный.

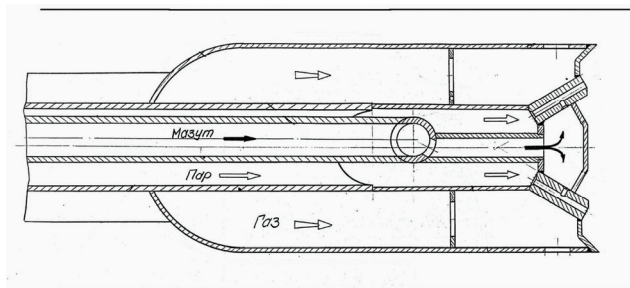


Рис. 7.8. Вариант коллектора-стабилизатора комбинированной горелки

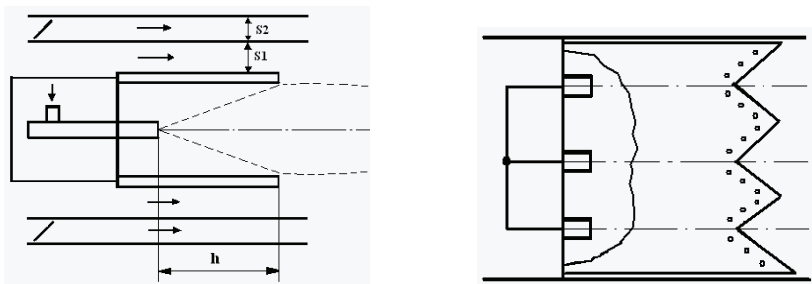


Рис. 7.9. Вариант коллектора-стабилизатора комбинированной горелки

Рассмотрим следующую задачу.

Возможно ли топологически объединить две оптимальные схемы для разных топлив (жидкого топлива и газа)?

Представленные на рис. 7.8, 7.9 и 7.10 варианты – это простой синтез компоновок. На рис. 7.9 показана конфигурация кромки стабилизатора, оптимизированная для жидкого топлива. Такая «ломаная» кромка позволяет регулировать концентрацию топлива в воздухе в зоне рециркуляции.

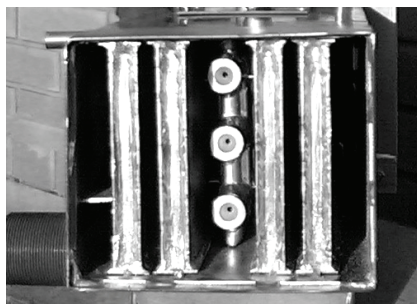


Рис. 7.10. Комбинированная (газодизельная) микродиффузионная горелка

Если горелка работает на газе, то нужно учитывать, что при определенных углах изломов можно достичь интенсивности горения в факеле, которая практически достигает характеристик интенсивности без пересечения факелов.

Еще одно дополнительное решение для интенсификации горения жидко-топливного факела – это установка на горелку выходных конфузоров (сопел). Результаты промышленных испытаний показывают, что установка выходного конфузора (при сохранении «живого» сече-

ния горелки) приводит к уменьшению длины факела примерно на 30 %. Этот факт объясняется тем, что встречные струи воздуха увеличивают скорость испарения жидкого топлива, а также тем, что на выходе из конфузора, на его наклонных стенках возникают периферийные вихри, которые увеличивают угол раскрытия факела.

В случае комбинированной горелки выходной конфузор повлияет на структуру ЗОТ, которая распространяется примерно на шесть высот стабилизатора. Однако, если число стабилизаторов горелки более трех, то влияние таких изменений на стабилизацию газового факела пренебрежимо мало. Поэтому, с точки зрения стабилизации жидко-топливного факела, конфузор, не внося ухудшения, подает вторичный воздух под углом к потоку топлива, находящегося в двухфазном состоянии, ускоряя процесс испарения, и соответственно, воспламенения жидкого топлива.

7.4. Выводы к седьмой главе

1. Существенную роль в совершенствовании горелочных устройств призвана сыграть идея обеспечения заданного начального распределения газа путем подачи его в виде системы струй в сносящий воздушный поток горелки [119]. Однако существующая методика расчета таких горелок обладает некоторыми недостатками и, кроме того, не завершена, что позволяет осуществить аналитическое сравнение горелок этого типа, существенно отличающихся по конструктивному оформлению, полученным в результате расчета, и характеристиками собственно горения, в необходимом объеме не исследовалась. В проектировании высокофорсированных камер сгорания (для ГТУ и других устройств, где задача интенсификации процесса горения стоит наиболее остро) принцип начального распределения топлива вообще еще не получил применения. Причина этого заключается в том, что существующая методика расчета позволяла решить задачу обеспечения устойчивости горения.

2. В результате проведенных исследований уточнены закономерности начального распределения газа в области газораздаточного коллектора, имеющие особое значение при решении вопроса об использовании многорядных газораздаточных систем. Установлен единый безразмерный конструктивный параметр, определяющий как интенсивность процесса горения, так и его устойчивость.

3. Показано, что горелки со струйной подачей газа в сносящий воздушный поток при обеспечении некоторого заданного начального распределения (в других типах диффузионных горелок это условие невыполнимо) позволяют реализовать микродиффузионное горение и достичь наибольшей интенсивности процесса, близкой к кинетическому горению; дан метод расчета характеристик факела. В экспериментальной камере сгорания достигнута теплонапряженность 100×10^6 ккал/м³ ата, что на порядок выше, чем в существующих конструкциях.

4. Усовершенствована существующая методика расчета горелок со струйной подачей газа и впервые проведено аналитическое сравнение разных конструктивных решений. Теоретически и экспериментально доказано, что наилучшими характеристиками обладают плоские горелки с прямолинейными коллекторами-стабилизаторами при однорядной газораздаточной системе; они совмещают в себе лучшие качества диффузионных и кинетических горелок и могут использоваться как для энергетических топков, работающих с коэффициентом избытка воздуха α , максимально близким к единице, так и для камер сгорания ГТУ, работающих в широком диапазоне по α .

5. Впервые дан способ решения задачи о выборе предпочтительной схемы организации диффузионного сжигания и конкретной конструкции газогорелочного устройства широкого назначения. Это является важной основой для решения назревшего вопроса о стандартизации газовых горелок и камер сгорания, а также для совершенствования горелочных устройств, работающих на других видах топлива.

6. Исследованы струйные распылители жидкого топлива и закономерности распространения двухфазных струй в сносящем воздушном потоке; предложена зависимость для расчета глубины проникновения струй, что позволяет управлять процессом начального распределения распыленного жидкого топлива.

7. Разработаны и испытаны горелочные устройства на основе струйных распылителей, встроенных в общий коллектор-стабилизатор. Показана возможность существенного улучшения характеристик процесса горения.

8. Теоретически и экспериментально показана возможность создания горелки с коллектором-стабилизатором, которая одинаково эффективно работает на газообразном и жидком топливе в максимально возможном диапазоне коэффициентов избытка воздуха.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щетинков Е. С. Физика горения газов. – М.: Наука, 1956. – 740 с.
2. Щёлкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. – М.: изд-во АН СССР, 1944. – 72 с.
3. Вильямс Ф. А. Теория горения (пер. с англ.) – М.: Наука, 1971. – 615 с.
4. Соколик А. С. Об экспериментальной основе теории турбулентного горения. – В кн.: Горение в турбулентном потоке. – М.: изд-во АН СССР, 1959. – С. 63–80.
5. Соколик А. С., Карпов В. П., Семенов Е. С. Турбулентное горение газов. – В кн.: Теория и практика сжигания газа. – Л.: Недра, 1964. – С. 139–156.
6. Раушенбах Б. В., Белый С. А., Беспалов И. В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. – М.: Машиностроение, 1971. – 256 с.
7. Снейшер В. А. Сжигание газа на электростанциях и в промышленности; изд-е 2-е. – М.: Энергия, 1967. – 252 с.
8. Вулис Л. А. Турбулентное горение газов (очерк современного состояния теории). – В кн.: Горение и взрыв: материалы третьего всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. – М.: Наука, 1972. – С. 265–275.
9. Вулис Л. А., Ярин Л. П. Аэродинамика факела. – Л.: Энергия, 1978. – 216 с.
10. Вилунов В. Н., Дик И. Г. О фронтальном горении в слабоинтенсивном крупномасштабном турбулентном потоке. – ФГВ, т. 11. – № 2, 1975. – С. 223–229.
11. Климов А. М., Лебедев В. Н. О локальной скорости химических реакций при горении в турбулентной среде – в кн. Горение газов и натуральных топлив. Материалы VI всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. – Черноголовка, 1980. – С. 25–29.
12. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука, 1980. – 480 с.
13. Andrews Y. E., Bragley D., Lwakabamba S. B. – Comb. and Flame, 1975, v. 24. – № 3. – Р. 285–304.
14. Климов А. М. О моделях турбулентного горения. – В кн.: Горение и взрыв. Материалы четвертого всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. – М.: Наука, 1977. – С. 349–356.

15. *Чигур Н. А.* Образование и разложение загрязняющих веществ в пламени. – В кн. Образование и разложение загрязняющих веществ в пламени (пер. с англ. под ред. Ю. Ф. Дитятина). – М.: Машиностроение, 1981. – С. 7–33.

16. *Хоттель Х., Вильямс Г., Левин Р.* Влияние изотропной турбулентности на распространение пламени. – В кн.: Вопросы горения и детонационных волн. (IV Международный симпозиум по горению). – М.: Оборониздат, 1958. – С. 439–447.

17. *Вулис Л. А.* Замечания о структуре факела однородной смеси. Там же. – 40–46 с.

18. *Lewis B., Elbe J.* *Journ. Chem. Phys.*, 1943, 11. – P. 75–81.

19. Основы горения углеводородных топлив (пер. с англ. под ред. Хитрина Л. Н., Попова В. А.). – М.: ИЛ, 1960. – 664 с.

20. *Козаченко Л. С.* Горение бензино-воздушных смесей в турбулентном потоке. – В кн.: Третье всесоюзное совещание по теории горения. Т. I. – М.: изд-во АН СССР, 1960. – С. 126–137.

21. *Боудич Ф.* Влияние турбулентности на процесс горения. Там же. – С. 460–468.

22. *Щелкин К. И.* О сгорании в турбулентном потоке. – ЖТФ, т. 13, в. 9–10, 1943. – С. 520–530.

23. *Лонгвелл, Вейс.* Скорость высокотемпературных реакций при горении углеводородов. – ВРТ, 1956. – С. 111–133.

24. *Hottel H., Williams Y., Baker M.* – 6-th Symp. Combust. – N.-Y., 1956. – P. 398.

25. *Clark A., Harrison A.* – 7-th Symp. Combust. – London, 1959. – P. 664–673.

26. *Herbert M. K.* – 8-th Symp. Combust. – Baltimore, 1962. – P. 970–982.

27. *Clark A., Odgers J.* – 8-th Symp. Combust. – Baltimore, 1962. – P. 982–994.

28. *Blichner O.* – Ybid. – P. 995–1002.

29. *Pratt D. T., Strakman E. S.* – 12-th Symp. Combust., Pittsburgh, 1969. – P. 891–900.

30. *Williams Y. C., Hottel H. C., Morgan A. C.* Ibid. – P. 913–925.

31. Процессы горения (пер. с англ., ред. Б. Льюис, Р. Н. Пиз, Т. Х. Тейлор.) – М.: изд-во ФМЛ, 1961. – 542 с.

32. *Михельсон В. А.* Собр. Соч., т. I. – М.: Новый агроном, 1930. – 203 с.

33. *Кондак М. А., Крыжановский В. Н.* Интенсификация процессов горения в камерах ГТУ, работающих на природном газе. – Энергетика и электротехническая промышленность. – № 3. – К., 1964. – С. 34–36.

34. *Власов Е. В., Гиневский А. С.* – изд-во. АН СССР. Механ. жидк. и газа, 1967. – № 4. – С. 133–139.

35. *Исатаев С. И., Тарасов С. Б.* – изд-во АН СССР. Механ. жидк.и газа, 1971– № 2. – С. 164–167.
36. *Борисов Ю. Я., Розенфельд Э. И., Смоленский В. Г.* Исследование воздействия акустических колебаний на турбулентный ограниченный факел. – В кн.: Теория и практика газа. – Л., Недра, 1972. – С. 42–53.
37. *Дорошенко В. Е., Фурлетов В. И.* О воздействии звука на турбулентное пламя. – ФГВ, 1969, т. 5. – № 1. – С. 114–125.
38. *Исатаев С. И., Мухамедин С., Толтаева А. К.* Влияние акустического воздействия на осесимметричный факел пропено-воздушной смеси. – В кн.: Горение газов и натуральных топлив: материалы VI всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1980. – С. 48–51.
39. *Фристром Р. М., Вестенберг А. А.* Структура пламени / пер. с англ. – М.: Металлургия, 1969. – 364 с.
40. *Ксандопуло Г. И.* Фронт пламени и ингибирование процессов горения: дис. докт. хим. наук. – Алма-Ата, 1974. – 346 с.
41. *Дубинин В. В., Колесников Б. Я., Ксандопуло Г. И.* О корректности зондового отбора проб в пламени. – ФГВ, 1977, т. 13. – № 6. – С. 920–924.
42. *Ксандопуло Г. И.* Химия пламени. – М.: Химия, 1980. – 256 с., 109 с.
43. *Фридман Р.* Измерение температурного профиля в ламинарном пламени. – В кн.: Вопросы горения и детонационных волн. IV Международный симпозиум по горению. – М.: Оборониздат, 1958. – С. 175–178.
44. *Крыжановский В. Н.* Структура и расчет турбулентного факела. – изд-во вузов – Энергетика, 1965. – № 4. С. 52–57.
45. (120) *Крыжановский В. Н.* Теоритическое и экспериментальное исследование горения турбулентной смеси в турбулентном потоке: автореф. дис. канд. тех. наук. – К., 1965. – 24 с.
46. *Семенов Н. Н., Шилов А. Е., Веденеев В. И.* и др. Явление энергетического разветвления цепей в химических реакциях. Открытие. Диплом № 172, 1982.
47. *Кикоин И. К., Кикоин А. К.* Молекулярная физика. – М.: Физматгиз, 1963. – 500 с.
48. *Brown N. I., Eberins K. H., Fristrom R. M., a oth.* Combust. And Flame, 1978, v. 33. – № 2. – P. 151–160.
49. *Щетинков Е. С.* Физика горения газов. – М.: Наука, 1965. – 740 с.
50. Таблицы физических величин (под ред. Н. К. Кикоина). – М.: Атомиздат, 1976. – 1006 с.
51. Справочник химика, т. 3. / гл. ред. Б. П. Никольский. – М. – Л.: Химия, 1965. – 1005 с.
52. *Крыжановский В. Н.* Исследование структуры и расчет ширины нормального фронта пламени. – В кн.: Распределение и сжигание газа: межвуз. научн. сб. – Саратов, 1980. – С. 100–108.

53. Основы горения углеводородных топлив (пер. с англ. под ред. Л. Н. Хитрина и В. А. Попова.) – М.: ИЛ, 1960. – 664 с.

54. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. 2-е изд., пер. с англ./под ред. К. И. Щелкина и А. А. Борисова. – М.: Мир, 1968. – 592 с.

55. Симон Д., Белз Ф., Спаковский А. Исследование областей воспламенения некоторых бедных углеоро-воздушных смесей. Там же. – С. 100–110.

56. Гордон Е. Б., Дроздов М. С., Светличный С. И. и др. О максимальных температурах, достижимых в химических реакциях. – ФГВ, 1980, т. 16. – № 2. – С. 66–73.

57. Заказнов В. Ф., Куришева Л. А., Федина З. И. Определение нормальных скоростей и критических диаметров гашения пламени аммиачно-воздушных смесей. – ФГВ, 1978, т. 14. – № 4. – С. 22–26.

58. Гарнер Ф., Лонг Р., Торлей Б. Сравнение шпирен-метода, теневого и люминесцентного методов определения нормальной скорости распространения пламени. – В кн.: Вопросы горения и детонационных волн. (IV Международный симпозиум по горению). – М.: Оборониздат, 1958. – С. 281–285.

59. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва. – М.: изд-во МГУ, 1957. – 442 с.

60. Дубовкин Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. – М. – Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 228 с.

61. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Особенности горения газов в сильном турбулентном потоке. – ФГВ, 1977, т. 13. – № 4. – С. 499–511.

62. Власов К. П., Иноземцев Н. Н. Исследование ионизации в ламинарном и турбулентном пламени. – В кн.: Третье всесоюзное совещание по теории горения, т. I. – М.: изд-во АН СССР, 1960. – С. 60–71.

63. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. – М.: изд-во АН СССР, 1963. – 256 с.

64. Kovasznay L.S.Y. – jet Propulsion, 1956, v.26. – № 6. – Р. 485.

65. Таланов А. В. О механизме горения в турбулентном потоке однофазной смеси. – изд-во вузов. «Авиац. техника», 1963. – № 3. – С. 92–99.

66. Ильяшенко С. М., Таланов А. В. Теория и расчет прямоточных камер сгорания. – М: Машиностроение, 1964. – 306 с.

67. Заказнов В. Ф., Куришева Л. А., Стрижевский И. И., Федина З. И. Гашение пламени аммиачно-кислородных смесей. – ФГВ, 1976, т. 12. – № 1. – С. 132–133.

68. Заказнов В. Ф., Розловский А. И., Стрижевский И. И. Пределы гашения дефлаграционного горения при помощи гранулированных и пористых материалов. – Инженерный журнал, 1963, т. 3, вып. 2. – С. 280–288.

69. Suzuki N., Oba V., Hizano T., Tsuji H. – Bull of JSME, 1979, v. 22, 168. – Р. 848–856.

70. *Hurle J. R., Price R. B., Sugden T. M., Thomas A.* – Proc. Roy. Soc., 1968. – № A303. – С. 409–427.
71. *Fox M. D., Weinberg F. J.* – 13-th Symposium in Combust., Pittsburgh, Pennsylvania, 1971. – P. 641–648.
72. *Westwntberg A. A., Fristrom R. M.* – J. Phys.Chem., 1960, v. 64. – № 10. – P. 1393–1398.
73. *Lazzaza C. P., Biordi J. C., Papp J. F.* Combust. And Flame, 1973, v. 21. – № 3. – P. 371–382.
74. *Морган Г., Кан В.* Влияние инертных разбавителей на скорость распространения и температуру пламени. – В кн.: Вопросы горения и детонационных волн. /IV Международный симпозиум по горению. – М.: Оборониздат, 1958. – С. 219–224.
75. *Аравин Г. С., Семенов Е. С.* О связи между скоростями химической ионизации и реакции горения в ламинарном пламени. – ФГВ, 1979, т. 15. – № 5. – С. 40–46.
76. *Ловачев Л. А.* Об определении макрокинетических характеристик пламени. – ФГВ, 1976, т.12. – № 5. – С. 786–789.
77. *Хзмалян Д. М., Казан Я. А.* Теория горения и топочные устройства. – М.: Энергия, 1976. – 488 с.
78. *Спейшер В. А.* Сжигание газа на электростанциях и в промышленности; изд-е 2-е. – М.: Энергия, 1967. – 252 с.
79. *Спейшер В. А., Горбаненко А. Д.* Повышение эффективности использования газа и мазута в энергетических установках. – М.: Энергия, 1974. – 208 с.
80. *Мурзаков В. В.* Основы теории и практики сжигания газа в паровых котлах. – М.: Энергия, 1996. – 464 с.
81. *Сигал И. Я., Крыжановский В. Н., Косинов О. И., Гуревич Н. А.* Влияние способа сжигания газообразного топлива на образование окиси азота. – Газовая промышленность, 1974, № 11. – С. 53–54.
82. *Крыжановский В. Н., Сигал А. И.* Исследование образования окислов азота во фронте пламени. – В кн.: Повышение качества сжигания топлива и охрана воздушного бассейна. Тезисы докладов. – Л., 1977. – С. 73–74.
83. *Debrou J. B., Joodinga J. M., Bohme D. K.* - Combust. And Flame, 1980, v. 39.– № 1. – P. 1–19.
84. *Тумановский А. Г.* Образование окислов азота в камерах сгорания стационарных ГТУ при сжигании природного газа. – В кн.: Теория и практика сжигания газа. – Л.: Недра, 1972. – С. 330–340.
85. *Асоков В. А., Тумановский А. Г., Кругов В.Б., Денежкин А. М.* Образование окислов азота при сжигании газообразного и жидкого топлива а ГТУ. – В кн.: Снижение содержания окислов азота в уходящих газах энергетических установок. Труды ЦКТИ, вып.151. – Л., 1977. – 19–26 с.

86. Ахметов Р. Б., Цирульников Л. М. Технология сжигания газа и мазута в парогенераторах. – Л.: Недра, 1976. – 272 с.

87. Цирульников Л. М., Тепикин Л. Е., Конюхов В. Г., Кадыров Р. А. К вопросу о вредных выбросах крупных ТЭС. Теплоэнергетика, 1978. – № 4. – С. 73–78.

88. Tokadi T. 15-th Symposium on Combust. Pittsburg, 1974. – P. 1051–1059.

89. Haynes B. S., Tverch D., Kirov N. Y. – Ibid. – P. 1060–1072.

90. Зборщенко А. Д., Левин М. М. Уменьшение выбросов окислов азота мощными газомазутными котлами электростанций путем модернизации топочных устройств. – В кн.: Повышение качества сжигания топлива и охрана воздушного бассейна от загрязнения вредными выбросами ТЭС. Тезисы докладов. – Л., 1977. – С. 22–23.

91. Синьякевич Б. Г., Дзедзик Р. П., Белоцерковский В. Л. Влияние способа сжигания мазута на величину выброса окислов азотов и коррозионную агрессивность дымовых газов. Там же. – С. 24.

92. Кривоногов Б. М., Шматов Е. П. Исследование эффективности рециркуляции продуктов сгорания при сжигании природного газа и мазута в топках котлов. Там же. – С. 29–36.

93. Сигал И. Я. Защита воздушного бассейна при сжигании топлива. – Л.: Недра, 1977. – 296 с.

94. Ридер Е. Ф. Методы снижения выхода окислов азота в продуктах сгорания теплогенераторов малой мощности. Там же. – С. 36–39.

95. Крыжановский В. Н. Исследования по образованию и подавлению окислов азота при сжигании газа. – В кн.: Образование окислов азота в процессах горения и пути снижения их выброса в атмосферу. – К.: тов-во «Знання» УССР. 1977. – С. 16–17.

96. Крыжановский В. Н. Исследование образования окислов азота при двухстадийном сжигании газа в промышленных установках. – В кн.: Распределение и сжигание газа: межвуз. научн. сб., вып. 4. – Саратов, 1978. – С. 27–31.

97. Крыжановский В. Н., Сигал А. И. Особенности динамики образования окислов азота при двухстадийном сжигании газа. – изд-во вузов. «Энергетика», 1980. – № 8. – С. 45–50.

98. Fenimore C. P. – 13-th Symposium on Combust., Pittsburgh, Pennsylvania, 1971. – P. 373–379.

99. Гуревич Н. А. Применение правил симметрии к реакциям окисления и связывания азота при горении. – В кн.: Окислы азота в продуктах сгорания топлив. – К.: Наукова думка, 1981. – С. 16–23.

100. Merriam E. L., Levy A. – 13-th Symposium on Combust., Pittsburgh, 1974. – P. 1073–1083.

101. Крыжановский В. Н. Исследование образования окислов азота при двухстадийном сжигании газа в промышленных установках. – В кн.:

Распределение и сжигание газа: межвуз. научн. сб., вып. 4, Саратов, 1978. – С. 27–31.

102. *Попов Ю. А.* О влиянии пульсации температуры пламени на концентрацию окислов азота. – ФГВ, 1980, т.16.– № 6.– С. 105–107.

103. *Андреев В. И.* Влияние температуры и скорости истечения на воспламенение и сгорание газозооушной смеси в турбулентном потоке. – В кн.: Теория и практика сжигания газа. – Т.П.Л.: Недра, 1964. – С. 191–205.

104. *Буцуев В. С., Вилунов В. Н.* Скорость распространения и пределы существования турбулентного пламени. – ПМТФ, 1972, № 3. – С. 65–76.

105. *Диксон-Льюис Г.* Распределение температуры в зоне реакции пламени. – В кн.: Вопросы горения и детонационных волн. /4-й Международный симпозиум по горению. – М.: Оборониздат, 1958. – С. 178–182.

106. *Fristrom R. M. and oth.* – I. Chem.Phys., 1960, v. 64. – № 10. – P. 1386–1392.

107. *Сполдинг Д. Б.* Цели и средства теории пламени. – В кн.: Пламя и химическая кинетика (пер. с англ. под ред. С. А. Гольденберга). – М.: ИЛ, 1961. – С. 81 – 91.

108. *Карловиц Б., Деннистон Д., Кнапшефер Д.* Исследование турбулентного пламени. – В кн.: Вопросы горения и детонационных волн. VI Международный симпозиум по горению. – М.: Оборониздат, 1958. – С. 420–425.

109. *Воль К., Шор Л., Розенберг Х., Уейл С.* Скорость распространения турбулентного пламени. – В кн.: Вопросы горения и детонационных волн. VI Международный симпозиум по горению. – М.: Оборониздат, 1958. – С. 425–439.

110. *Карпов В. П., Семенов Е. С., Соколик А. С.* Турбулентное горение в замкнутом объеме – докл. АН СССР, т. 128.– № 6, 1959. – С. 1220–1223.

111. *Соколик А. С., Карпов В. П.* Зависимость скорости турбулентного горения от ламинарной скорости и температуры горения – докл. АН СССР, 1959, т. 129.– № 1.– С. 168–171.

112. *Карпов В. П., Соколик А. С.* О влиянии давления на скорость ламинарного и турбулентного горения – докл. АН СССР, 1960, т.132.– № 6. – С. 1341–1343.

113. *Вулис Л. А.* Тепловой режим горения. – М. – Л.: Госэнергоиздат, 1954.– 288 с.

114. *Вулис Л. А.* Аэродинамическая теория струй и факела.– В кн.: Теория и практика сжигания газа. – Л.: Недра, 1967. – С. 5–19.

115. (396) *Сигал И. Я.* Горение газа в котлах и атмосфера городов. Газовая промышленность, 1969, № 2. – С. 30–35.

116. *Крыжановский В. Н., Столяр В. С.* Исследование факела диффузионной газовой горелки, оптимизированной по начальному распределению топлива. Вестник КПИ, серия Теплоэнергетики. – № 10, 1973.

117. Тиндаей Н., Масуя Г., Кудо К., Муракама А., Камуро К. Экспериментальное исследование камер сгорания ракетного двигателя с ПВРД при распределенной подаче горючего // *Аэрокосмическая техника*. – 1987. – № 9. – С. 57–65.

118. Иванов Ю. В. Газогорелочные устройства. – М.: Недра, 1972. – 376 с.

119. Раушенбах Б. В. и др. Физические основы рабочего процесса в КС и ВРД. – М.: Машиностроение, 1964.

120. Крыжановский В. Н., Кондак М. А., Бабенко Ю. А., Батюк Г. С. Исследование регистровых фронтных устройств с центральной подачей газа. – К.: Энергетика и эл.-техн. промышленность – № 1, 1965.

121. Крыжановский В. Н. Анализ и исследование модели микродиффузионного факела. – К.: Теплофизика и теплотехника. – № 27, 1974.

122. Крыжановский В. Н., Кондак М. А. Высокотемпературная КС ГТУ на природном газе. – К.: Энергетика и эл.-техн. промышленность. – № 2, 1965.

123. Крыжановский В. Н., Кондак М. А., Батюк Г. С. Устойчивость процесса горения при стабилизации перфорированной решеткой. – К.: Вестник КПИ, серия теплоэнергетика. – № 1, 1964.

124. Крыжановский В. Н., Кондак М. А., Бабенко Ю. А., Савельев Ю. Н. Исследования непрерывных фронтных устройств для камер сгорания ГТУ. Вестник КПИ, серия теплоэнергетики. – № 3, 1967.

125. Крыжановский В. Н., Столяр В. С. Исследование устойчивости диффузионного пламени. – Киев: Вестник КПИ, Теплоэнергетика. – № 8, 1971.

126. Крыжановский В. Н., Бабенко Ю. А. Исследование прямооточной горелки на жидком топливе. – К.: Энергетика и электрификация. – № 6, 1971.

127. Крыжановский В. Н. Оптимальная элементарная ячейка диффузионного газогорелочного устройства. – К.: Газовая промышленность, 1972.

128. Крыжановский В. Н. Расчет температурности факела и размеров камер сгорания предварительного смешения. – К.: Газовая промышленность. – № 1, 1973.

129. Крыжановский В. Н., Столяр В. С. Исследование факела диффузионной газовой горелки, оптимизированной по начальному распределению топлива. – К.: Вестник КПИ, серия Теплоэнергетики. – № 10, 1973.

130. Крыжановский В. Н. Модельные исследования образования окислов азота в топливосжигающих устройствах. Окислы азота в продуктах сгорания топлив. – К.: Наукова думка, 1981.

131. Крыжановский В. Н. Определение ширины нормального фронта пламени стехиометрических и бедных смесей с разным химическим составом. – К.: Пром. теплотехника, 1984, т. 6. – № 3.

132. *Крыжановский В. Н.* Феноменологические основы теории горения газов: автореф. д.ф.-м. н. А.Н. СССР, ИХФ. – Черноголовка, 1986.
133. *Крыжановский В. Н., Савельев Ю. Н.* Расчет и аналитическое исследование диффузионных газовых горелок. – Киев: изд-во. вузов, Энергетика. – № 2, 1987.
134. *Крыжановский В. Н., Кесова Л. А.* Сжигание низкореекционных топлив при подаче пыли высокой концентрации. – Киев: Пром. теплотехника, т. 10. – № 5, 1988.
135. *Крыжановский В. Н., Сигал А. И., Снейшер В. И.* О скорости образования быстрых оксидов азота в пламени природного газа. – К.: Физ.-хим. Проблемы защиты воздушного бассейна от вредных выбросов. ТЭС. – М.: ЭНИН, 1989.
136. *Крыжановский В. Н.* Образование и технологические методы подавления оксидов азота при горении топлива (обзор). – К.: Пром. теплотехника, т. 12. – № 5, 1990.
137. *Крыжановский В. Н.* Recent Developments in the Theory of Combustion of Gases (A Survey). – Heat Transfer Research, vol. 24. – No. 4, 1992.
138. *Крыжановский В. Н.* Improvement of Combustion of Gaseous and Liquid Fuels (A Survey). – Heat Transfer Research, vol. 24.– No. 5, 1992.
139. *Крыжановский В. Н.* Тенденции и концепции развития энергетического газотурбостроения (обзор). – К.: Пром. теплотехника, т. 15. – № 3, 1993.
140. *Крыжановский В. Н.* Газогорелочное устройство. – Патент Украины № 52589. – 1997.
141. *Крыжановский В. Н. Крыжановский Ю. В.* Камера сгорания газотурбинной установки. – Патент Украины № 75945. – 2004.
142. *Крыжановский В. Н., Крыжановский Ю. В.* Горелка для сжигания жидкого топлива. – Патент Украины № 73215. – 2003.
143. *Крыжановский В. Н. Крыжановский Ю. В.* Горелочное устройство. – Патент Украины (Заявка № 10832). – 2009 г.
144. *Крыжановский Ю. В.* Фронтное устройство камеры сгорания. – Патент Украины (Заявка № 10423). – 2010 г.
145. *Крыжановский В. Н.* Исследование ширины зоны горения в ламинарном пламени. Вестник Киевского политехнического института, серия теплоэнергетики, 1974. – С. 3–7.
146. *Stephenson P. L., Taylor R. J.* – Combustion and Flame, 1973, v. 20. – № 2. – P. 231–244.
147. *Bleggian L.* Combustion and Flame, 1973, v. 20. – № 1. – P. 5–17.
148. *Bertrand C. Delbourgo R.* Combustion and Flame, 1981, v. 41. – № 3. – P. 235–242.

Наукове видання

**Крыжановский Владимир Николаевич
Крыжановский Юрий Владимирович**

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КОНТРОВЕРЗНОЙ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ

(російською мовою)

Друкується в авторській редакції

Підписано до друку 06.03.2011.
Формат 60х84/16. Папір офсетний.
Ум. друк. арк. 11. Наклад 300 прим.

Видавництво «Освіта України»,
04214, м. Київ, вул. Героїв Дніпра, 63, к. 40

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру видавців
ДК № 1957 від 27.09.2004 р.

Тел/факс (044) 411-43-97, 228-81-29, 237-59-92
E-mail: osvita2005@gmail.com; www.rambook.ru.

Видавництво «Освіта України»

запрошує авторів до співпраці з випуску видань, що стосуються питань управління, модернізації, інноваційних процесів, технологій, методичних і методологічних аспектів освіти та навчального процесу у вищих навчальних закладах. Надаємо усі види видавничих та поліграфічних послуг.