

Ю.В. КРЫЖАНОВСКИЙ
В.Н. КРЫЖАНОВСКИЙ

СТРУКТУРА И РАСЧЕТ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА

Киев
ОСВІТА УКРАЇНИ
2012

УДК 662.612.31

К 85

К 85 Крыжановский Ю.В.

Структура и расчет газового факела /Ю.В. Крыжановский, В.Н. Крыжановский.- К.: «Освіта України», 2012 – 96 с.

ISBN 978-966-188-319-1

Определены основные понятия и константы процесса горения газа. Представлен математический аппарат для расчета характеристик газового факела, которые должны использоваться при организации процесса горения и при проектировании горелочных устройств. Рассмотрена структура газового факела и отдельно структура фронта пламени (доказана независимость структуры фронта пламени от турбулентности). Представлены экспериментальные исследования, положенные в основу феноменологической теории горения газов.

Книга предназначена для исследователей и инженеров, работающих в области горения, и может использоваться как учебное пособие.

УДК 662.612.31

ISBN 978-966-188-319-1

© Ю.В. Крыжановский, 2012

© В.Н. Крыжановский, 2012

© «Освіта України», 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.	4
<i>Условные обозначения.</i>	<i>5</i>
1. Определение объекта исследования и его феноменологических свойств.	7
2. Ламинарный факел	9
3. Турбулентный факел	11
4. Доказательство независимости химической кинетики и констант процесса от характеристик турбулентности при горении гомогенной смеси.	12
5. Расчет ширины ламинарного фронта пламени	24
6. Расчет характеристик λ_n и U_n при разных начальных параметрах	28
6.1. Сопоставление расчетной ширины фронта пламени с линейными характеристиками факела.	31
6.2. Физическая интерпретация критерия Пекле для пламени.	36
7. Расчет максимальной теплонапряженности горения	37
8. Расчет длины турбулентного факела и камеры сгорания . .	39
9. Структура ламинарного фронта пламени	41
9.1. Измерение температуры по ширине фронта пламени . .	43
9.2. Измерение концентраций ЛПР по ширине фронта пламени	53
9.3. Химическая интерпретация структуры ламинарного фронта	59
9.4. Общий механизм горения углеводородов	65
10. Образование оксидов азота во фронте пламени	67
10.1. Образование оксидов азота при стадийном сжигании газа	69
10.2. Определение минимальной теоретической концентрации NO_x	78
11 Стабилизация факела и его срывные характеристики . .	80
12 Микродиффузионный механизм горения.	82
12.1. Структура микродиффузионного факела	82
12.2. Расчет микродиффузионного факела.	87
ЛИТЕРАТУРА	90

ПРЕДИСЛОВИЕ

Описанный в книге пример развития теории горения является 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.

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, сохраняющиеся характеристики и универсальные взаимосвязи.

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 контрroversной 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.

Огромную благодарность и признательность я выражаю своему отцу, Крыжановскому Владимиру Николаевичу, за представленную мне возможность свободно работать и свободно размышлять обо всем, что меня интересует, будучи уверенным, что мои интересы имеют социальную и духовную ценность.

Юрий Крыжановский

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

1. Критерии и безразмерные величины:

Pe — критерий Пекле;
 Re — критерий Рейнольдса;
 P — геометрический параметр формы устья горелки;
 ε — степень турбулизации;
 n — константа политропы;
 n_{CO_2} — концентрация CO_2 ;
 L — число Льюиса—Семенова;
 L_0 — стехиометрический коэффициент, m^3/m^3 ;
 S^- — относительный шаг;
 α — коэффициент избытка воздуха.

2. Параметры процесса:

U — скорость распространения фронта пламени, m/s ;
 λ — ширина фронта пламени, m ;
 ω — объемная интенсивность процесса горения (удельная), s^{-1} ;
 V_0 — объемный расход горючей смеси, m^3/s ;
 v_0 — скорость горючей смеси, m/s ;
 v' — скорость турбулентных пульсаций, m^3/s ;
 δ — масштаб дробления молей, m ;
 l_t — масштаб турбулентности.

3. Физические свойства веществ:

T — температура (горючей смеси), $^{\circ}C$;
 T_r — температура горения (адиабатическая), $^{\circ}C$;
 ρ — плотность kg/m^3 ;
 c_p — теплоемкость изобарная, $kJ/kg \cdot K$;
 a — коэффициент температуропроводности, m^2/s ;
 D — коэффициент диффузии, m^2/s ;
 Λ — средняя длина пробега молекул, m ;
 v — средняя скорость молекул, m/s ;
 Q_n — низшая теплотворная способность газа, kJ/m^3 ;
 Q_v — объемная теплonaпряженность горения kWt/m^3 ;
 J — диффузионный поток, $kg/m^2 \cdot s$;
 W — объемный расход, m^3/s .

4. Геометрические размеры:

d_0 — диаметр горелки, м;

β — угол раскрытия струи или факела;

$D_{КС}$ — диаметр камеры сгорания;

V — объем, м³;

L — длина, м;

5. Индексы:

н — нормальный;

0 — нормальные условия;

л — ламинарный факел;

т — турбулентный факел;

ф — относится к факелу;

ХК — «холодный конус» (область факела);

фр — фронт пламени;

ЗГ — зона горения;

ЛП — лимитирующий продукт горения;

ЗВ — зона выхода камеры сгорания;

ЗР — зона рециркуляции;

г — при горении;

вн — внутренний;

п — политропный процесс.

1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕКТА ИССЛЕДОВАНИЯ И ЕГО ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Объектом теории горения газов является газовый факел. Фронт пламени является только частью 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.

Вначале рассмотрим газовый кинетический факел, на который не влияют процессы диффузии окислителя в топливо и наоборот. Это позволит при рассмотрении процесса горения исключить факторы не значимые с точки зрения химической и физической кинетики процесса. В последней главе будет сделано сравнение оптимального с технологической точки зрения диффузионного факела, называемого микродиффузионным, с кинетическим факелом.

Итак, кинетический факел (далее факел) имеет физические области разной структуры, расположенные только в определенной последовательности и существующие совместно.

Факел состоит из трех характерных зон:

- фронт пламени;
- «холодный конус»;
- зона стабилизации или зона обратных токов.

Зона стабилизации или зона обратных токов является частью факела, в которой начинается формирование фронта пламени в поле концентраций горючей смеси за счет диффузии в нее продуктов сгорания.

Объем зоны стабилизации одновременно является частью первых двух, поэтому для упрощения дальнейших рассуждений мы будем считать объем факела равным сумме объемов «холодного конуса» и фронта пламени.

К феноменологическим характеристикам зоны стабилизации мы вернемся после рассмотрения самой структуры фронта пламени.

Факел может быть ламинарным и турбулентным. Модели ламинарного и турбулентного факелов представлены на рис. 1.1.

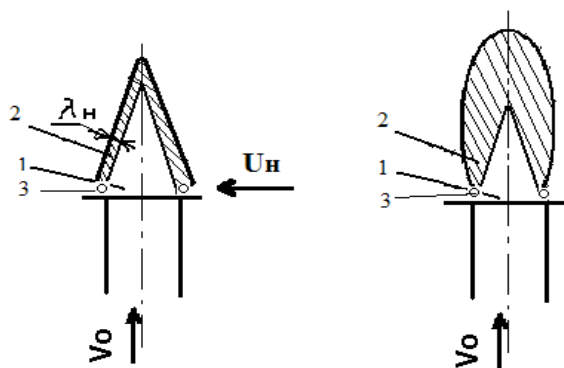


Рис. 1.1. Феноменологические модели ламинарного (а) и турбулентного (б) факела:
1 – «холодный конус», 2 – фронт пламени, 3 – зона обратных токов

Кинетический факел формируется под воздействием следующих факторов.

Форма устья горелки определяет форму зоны стабилизации, в которой начинается устойчивое формирование фронта пламени. Фронт пламени движется ортогонально вектору скорости горючей смеси в направлении от зоны стабилизации со скоростью распространения фронта пламени, U . Фронт пламени имеет ширину, λ .

Фронт пламени, распространяющийся в неподвижной горючей смеси, называют нормальным. Его можно характеризовать нормальной скоростью распространения, U_n и шириной нормального фронта пламени, 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.

Удельная объемная интенсивность процесса горения в области волны реакции выражается величиной:

$$\omega_n = \frac{U_n}{\lambda_n}, [\text{с}^{-1}]. \quad (1.1)$$

Факел характеризуется объемом, V_ϕ , и объемной интенсивностью горения, ω_ϕ , т.е. количеством вещества (объемом

горючей смеси), которое сгорает в объеме факела за единицу времени:

$$\omega_{\Phi} = \frac{W}{V_{\Phi}} = \frac{Sv_0}{V_{\Phi}}, \text{ [с}^{-1}\text{]}. \quad (1.2)$$

2 ЛАМИНАРНЫЙ ФАКЕЛ

При ламинарном течении скорость потока, v_0 , 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. Таким образом, имеет место следующее:

$$\begin{aligned} U_{\text{н}} &= U_{\text{л}} = \text{const}, \\ \lambda_{\text{н}} &= \lambda_{\text{л}} = \text{const}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Рассмотрим феноменологическую модель ламинарного факела (рис. 1.1, а). Пусть скорость v_0 постоянна по сечению струи. Тогда для объема факела круглой горелки, включающего объемы «холодного конуса» и фронта пламени, можно записать:

$$V_{\Phi}^{\text{л}} = V_{\text{хк}}^{\text{л}} + V_{\text{фр}}^{\text{л}} \quad (2.2)$$

где для круглой горелки с диаметром d_0 :

$$V_{\text{хк}}^{\text{л}} = \frac{\pi L_{\text{хк}}}{3}.$$

Длина «холодного конуса» определяется схождением фронта пламени, который движется со скоростью $U_{\text{н}}$ к центру горелки, проходя путь $d_0/2$. За это же время поток со скоростью v_0 переместит его на искомую длину:

$$L_{\text{хк}} = \frac{d_0 v_0}{2U_{\text{н}}}.$$

Объем фронта: $V_{\text{фр}}^{\text{л}} = F_{\text{фр}}^{\text{л}} \lambda_{\text{н}}$; где площадь фронта пламени определяется из положения о том, что через весь объем горючей смеси в единицу времени проходит фронт пламени со скоростью $U_{\text{н}}$, т.е.:

$$F_{\text{фр}}^{\text{л}} = \frac{W}{U_{\text{н}}}.$$

В итоге для круглой горелки получаем:

$$V_{\text{ф}}^{\text{л}} = \frac{(d_0 + 6\lambda_{\text{н}})W}{6U_{\text{н}}}. \quad (2.3)$$

С учетом (1.1) для ламинарного факела получаем:

$$\omega_{\text{ф}}^{\text{л}} = \frac{6U_{\text{н}}}{d_0 + 6\lambda_{\text{н}}}. \quad (2.4)$$

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

Аналогично принимая для щелевой (прямоугольной) горелки

$$V_{\text{хк}}^{\text{л}} = \frac{lL_{\text{хк}}}{2}$$

можно определить, что:

$$\omega_{\text{ф}}^{\text{л}} = \frac{4U_{\text{н}}}{d_0 + 4\lambda_{\text{н}}}.$$

Для горелки произвольной формы зависимость (2.2) примет вид:

$$\omega_{\text{ф}}^{\text{л}} = \frac{\Pi U_{\text{н}}}{l + \Pi \lambda_{\text{н}}}. \quad (2.5)$$

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.

Для горелок разной формы и с разными условиями стабилизации объемная интенсивность горения определяется по следующим формулам (табл. 1).

Таблица 1
Объемная интенсивность горения для горелок разной формы и с разными условиями стабилизации

$\omega_{\phi} = \frac{6U_n}{d_0 + 6\lambda_n}$	Круглая горелка с периферийным зажиганием
$\omega_{\phi} = \frac{6U_n}{(d_0 - d_{вн}) + 6\lambda_n}$	Круглая горелка с центральным зажиганием
$\omega_{\phi} = \frac{4U_n}{b + 4\lambda_n}$	Щелевая горелка с периферийным зажиганием
$\omega_{\phi} = \frac{2U_n}{b + \lambda_n}$	Щелевая горелка с центральным зажиганием
$\omega_{\phi} = \frac{12U_n}{(d_0 - d_n) + 12\lambda_n}$	Круглая горелка с двухсторонним зажиганием
$\omega_{\phi} = \frac{6U_n}{2r + 6\lambda_n}$	Горелка с центральной симметрией произвольной формы (периферийная стабилизация), r — радиус выносной окружности.

3 ТУРБУЛЕНТНЫЙ ФАКЕЛ

Отличие турбулентного факела от ламинарного состоит в том, что из-за наличия в аэродинамической структуре потока турбулентных вихрей и пульсаций фронт пламени перестает иметь четкие границы, а турбулентный, разный по векторам, перенос в нем лишает смысла понятие «скорость распространения турбулентного фронта пламени».

Для турбулентного факела однозначно можно определить его удельную объемную интенсивность, используя выражение (1.2).

Прямые исследования объемных характеристик турбулентного факела показали, что его объемная интенсивность, ω_ϕ^T не зависит от скорости турбулентного потока и характеристик турбулентности:

$$\omega_\phi^T = \omega_\phi^L = \omega_\phi = \text{const.} \quad (3.1)$$

Свойство (3.1) исключает необходимость в каких-либо умозрительных моделях турбулентного горения на феноменологическом уровне.

На основе вышеизложенного можно переписать зависимость (2.4) для расчета интенсивности турбулентного факела в виде:

$$\omega_\phi^T = \frac{\Pi U_n}{l + \Pi \lambda_n}. \quad (3.2)$$

4 ДОКАЗАТЕЛЬСТВО НЕЗАВИСИМОСТИ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ И КОНСТАНТ ПРОЦЕССА ОТ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ ГОРЕНИИ ГОМОГЕННОЙ СМЕСИ

Объемная интенсивность горения в ламинарном и турбулентном факелах ω_ϕ , являющаяся наиболее общей характеристикой кинетического горения, не зависит от расхода смеси, режима течения и характеристики турбулентности.

Величина ω_ϕ для данной горелки определяется фундаментальной скоростью U_n и пространственной (с размерностью длины) характеристикой нормального фронта пламени, одинаковой для горелок любой формы и размеров — λ_n .

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_n .

Величина U_n и λ_n 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 ω_{ϕ}^{τ} полностью определяется химико-физическими константами U_n и λ_n и геометрическими параметрами горелки l и Π и зависит от них совершенно таким же образом и ω_{ϕ}^{τ} , и позволил по характеристикам турбулентного пламени определить химико-физические константы.

Из зависимости (2.5), записанной для факелов двух различных по диаметру горелок, получаем выражения непосредственно связывающие U_n и λ_n с ω_{ϕ} :

$$U_n = \frac{\omega_{\phi 1} \omega_{\phi 2} (d_{02} - d_{01})}{6(\omega_{\phi 1} - \omega_{\phi 2})}, \quad (4.1)$$

$$\lambda_n = \frac{(\omega_{\phi 2} d_{02} - \omega_{\phi 1} d_{01})}{6(\omega_{\phi 1} - \omega_{\phi 2})}. \quad (4.2)$$

Аналогичные зависимости можно получить и при сопоставлении горелок разной формы. Но главный смысл уравнений (4.1) и (4.2) заключается в том, что независимость от режима течения величины ω_{ϕ} означает то же самое для — U_n и λ_n .

По определению, полностью отвечающему их химико-физическому смыслу, U_n и λ_n 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 [1, 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 атомов C) и голубой (преимущественно излучение соединений 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.

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 микросостав или что детальная кинетика в обоих случаях тождественна.

Столь же закономерной является независимость от критерия Рейнольдса ионной проводимости или величины тока проходящего через факел, расположенный в электрическом поле [2–4]. Здесь величина тока, независимо от режима течения, пропорциональна расходу смеси данного состава. В [3], 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 [5]. Поэтому изменение кинетики под влиянием турбулентности, если бы оно имело место, в том числе и за счет местных изменений α , как это предполагается в [6], сразу обнаружило бы себя изменением тока ионизации.

Итак, мы еще раз подтверждаем, что доказательство справедливости феноменологической зависимости (2.5) 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.

Некоторые примеры, подтверждающие выражение

$$\omega_{\phi}^{\tau} = \omega_{\phi}^{\lambda} = \omega_{\phi} = \text{const.}$$

В работе [7] приведены фотографии факелов, полученные на горелке с диаметром $d_0 = 2,54$ см (рис. 4.1). Средняя скорость потока одна и та же — $v_0 = 2,14$ м/с. Горючая смесь: кембриджский городской газ — воздух с $U_n = 41,8$ см/с. Расчетное значение ширины ламинарного фронта $\lambda_n = 1,9$ мм (обоснование значений λ_n будут на независимой основе даны в следующей главе). 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 (2.5) объемная интенсивность представленных факелов: $\omega_{\phi}^{\tau} = 68,15$ с⁻¹, откуда можно получить расчетный объем факела: $V_{\phi}^{\tau} = 15,9$ см³, что близко к среднему, измеренному по фотографии значению измеренных объемов $V_{\phi(\text{изм})}^{\tau} = 16,2$ см³; расхождение составляет 1,85%.

На рис. 4.2 представлены фотографии ламинарного и турбулентного факелов при одинаковых скоростях потока, составах смеси

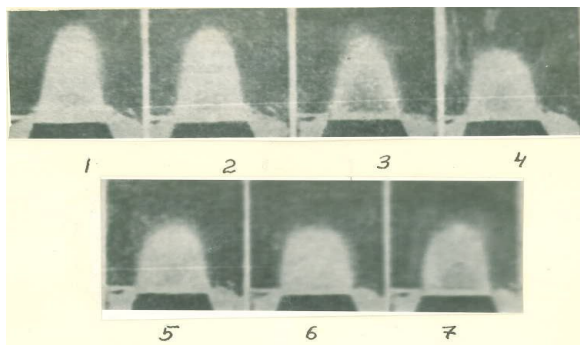


Рис. 4.1. Фотографии круглых турбулентных факелов по [7]: $d_0 = 2,54$ см; $V_0 = 2,14$ м/с; масштаб турбулентности $l = 1,63 \div 1,87$ мм; интенсивность турбулентности:
1 — $\varepsilon = 2,2\%$; 2 — 3,02; 3 — 3,8; 4 — 5,15; 5 — 6,05;
6 — 6,35; 7 — 7,12

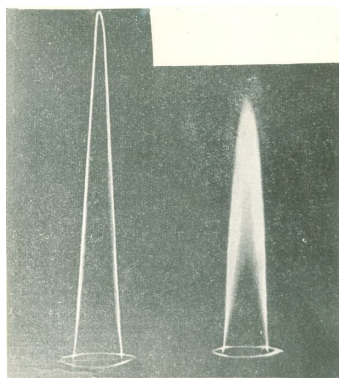


Рис. 4.2. Фотография ламинарного (а) и турбулентного (б) пламени возникающих при одинаковых скоростях потока, составах смеси и диаметрах горелки

и диаметрах горелки [1]. Измерения показывают, что объемы факелов близки и составляют в произвольных единицах около 180.

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:

$$V_{\phi}^T = F_{\phi(\text{изм})} S,$$

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

На рис. 4.3 представлены фотографии плоского факела [8]. Здесь использовалась горелка квадратного сечения 40×40 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.

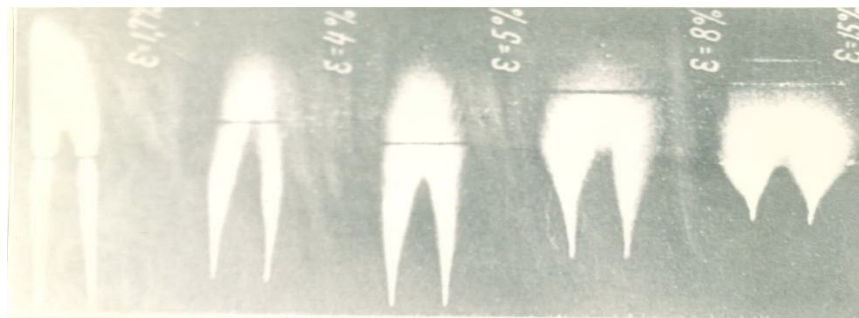


Рис. 4.3. Фотографии турбулентного пламени горелки 40×40 мм при одинаковой скорости потока и различной степени турбулентности [8]

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

Значение $U_{\text{н}}$ для углеводородо-воздушных смесей при коэффициентах избытка воздуха близких к единице можно определить по зависимости:

$$U_{\text{н}} = U_{\text{н}(0)} \left(\frac{T_{\text{см}}}{T_0} \right)^{1,95}. \quad (4.3)$$

Эта зависимость хорошо обобщает данные. Для $U_{н(0)} = 30$ см/с и $T_{см} = 455$ К получаем $U_{н} = 71$ см/с. Это соответствует, кстати, среднему значению данных по $U_{н}$ работ [8 и 9].

Расчетное значение $\lambda_{н} = 1,9$ мм. Тогда, согласно (2.5), представляя $\Pi = 6$;

$l = 4$ см, получаем $\omega_{ф} = 82$ с⁻¹, а объем факела:

$$V_{ф(расч.)}^т = \frac{F_0 V_0}{\omega_{ф}} = \frac{4^2 \cdot 3300}{82} = 643 \text{ см}^3.$$

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

Рассмотрим данные, полученные на щелевой горелке 50,8×152,4 мм, открытой с боков [10]. Оба случая отличаются лишь степенью турбулентности, которая составляет 7,0% и 1,55%. Величина $V_0 = 9,15$ м/с; $U_{н} = 40$ см/с. Площади сечения факелов 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 915×5,08 = 4648 см³/с, тогда $\omega_{ф} = 27,8$ с⁻¹.

Расчетное значение $\omega_{ф}$, в этом случае определяемое по зависимости (2.5) при $\Pi = 4$, практически совпадает с измеренным значением:

$$\omega_{ф} = \frac{440}{(5,08 + 40,19)} = 27,4 \text{ с}^{-1}.$$

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

$$U_{т} = \beta_1 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^{0,5} v' U_{н},$$

$$\lambda_{т} = \beta_2 \left(\frac{l \lambda v'}{U_{н}} \right)^{0,5}. \quad (4.4)$$

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

$$\omega_{\text{фр}}^{\tau} = F^{-1} \iint \frac{U_{\tau}}{\lambda_{\tau}} dF = \frac{\left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right) U_{\text{н}}}{\lambda_{\text{н}}}. \quad (4.5)$$

Исходя из (1.2) и полагая, что интенсивность во фронте пламени не зависит от характеристики турбулентности можно записать:

$$\omega_{\text{ф}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\omega_{\text{хк}}} + \frac{1}{\omega_{\text{н}}} \right)}. \quad (4.6)$$

Используя среднеинтегральные значения U_{τ} и λ_{τ} на основе (3.1 и 3.2) запишем:

$$\frac{l}{\Pi U_{\text{н}}} + \frac{1}{\omega_{\text{н}}} = \frac{l}{\Pi U_{\tau}} + \frac{1}{\omega_{\text{фр}}^{\tau}}. \quad (4.7)$$

Вводя $\omega_{\text{фр}}^{\tau} = \beta \omega_{\text{н}}$ получим:

$$\beta = \frac{\Pi U_{\tau} U_{\text{н}}}{\Pi U_{\tau} U_{\text{н}} + l \omega (U_{\tau} - U_{\text{н}})}. \quad (4.8)$$

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

В реакторе Лонгвелла [11, 12, 13] при исследовании топливо-воздушных смесей при нормальных начальных параметрах при скорости потока, равной скорости звука, при полноте сгорания в реакторе $\eta_{\text{сг}} = 1,0$ получено $Q_v = 330 \cdot 10^6$ ккал/м³ата·ч [14]. При увеличении расхода до срыва пламени в реакторе величина $\eta_{\text{сг}}$ резко падает — в продуктах сгорания содержится углерод, СО и даже Н₂ [15]. 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.

Сопоставим полученный выше результат при $\eta_{\text{сг}} = 1$ 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 $d_0 = 0,00175$ м; $\Pi = 6$ на основании (2.5) и (4.8) 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 [16], 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 [14].

При использовании струйных конических и цилиндрических фронтовых устройств в качестве модели высокофорсированной камеры сгорания [17] с диаметром отверстий в боковых стенках $d_0 = 4$ 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).

Теплонапряженность процесса горения на конических и цилиндрических перфорированных решетках, которые используются как струйные фронтовые устройства не выше, чем на плоских решетках. То есть, пересечение одинаковых факелов не влияет на суммарную интенсивность процесса в зоне горения. Таким образом, интенсивность процесса в реакторе Лонгвелла, как и в других подобных устройствах, определяется интенсивностью процесса в индивидуальном круглом факеле с начальным диаметром d_0 , как и в любом другом случае. Интенсивность перемешивания в объеме реактора не влияет на процесс.

Как было показано на примере экспериментальных данных [18, 19], 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 [20].

Сравним макроструктуры ламинарного и турбулентного факела. Независимо от вида факела запишем:

$$V_{\phi} = V_{\text{хк}} + V_{\text{зг}}. \quad (4.9)$$

Здесь $V_{\text{хк}}$ — объем факела, занятый только свежей смесью, а $V_{\text{зг}}$ — объем, где протекает процесс горения.

Для данной горелки при постоянном расходе горючей смеси величина V_{ϕ} остается постоянной, в то время как при переходе ламинарного режима течения в турбулентный соотношение

объемов $V_{\text{хк}}$ и $V_{\text{зг}}$ изменяется. При этом, как было показано, микросостав факела не меняется, а макроструктура меняется.

Для ламинарного факела круглой горелки при равномерном поле скоростей величина каждой из двух частей общего объема факела пропорциональна скорости v_0 , а отношение между ними является постоянной величиной:

$$\frac{V_{\text{хк}}^{\text{л}}}{V_{\text{зг}}^{\text{л}}} = \frac{d_0}{6\lambda_{\text{н}}}. \quad (4.10)$$

Запишем выражение для ω_{ϕ} в виде:

$$\omega_{\phi} = \frac{1}{\frac{V_{\text{хк}}}{W} + \frac{V_{\text{зг}}}{W}} \quad (4.11)$$

или

$$\omega_{\phi} = \frac{1}{\frac{1}{\omega_{\text{хк}}} + \frac{1}{\omega_{\text{зг}}}}. \quad (4.12)$$

Для ламинарного факела имеет место:

$$\omega_{\text{хк}} = \frac{W}{V_{\text{хк}}} = \frac{6U_{\text{н}}}{d_0}, \quad (4.13)$$

$$\omega_{\text{зг}} = \frac{W}{V_{\text{зг}}} = \frac{U_{\text{н}}}{\lambda_{\text{н}}} = \omega_{\text{н}}. \quad (4.14)$$

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

Зависимость (4.12) мы можем переписать в виде:

$$\omega_{\phi} = \frac{1}{\frac{d_0}{6U_{\text{н}}} + \frac{1}{\omega_{\text{н}}}}. \quad (4.15)$$

Согласно (2.5) для турбулентного факела справедлива как общая зависимость (4.12), так и зависимость (4.15).

Перепишем (4.12) в виде:

$$\omega_{\phi}^{\text{т}} = \frac{1}{\frac{1}{\omega_{\text{хк}}^{\text{т}}} + \frac{1}{\omega_{\text{зг}}^{\text{т}}}}. \quad (4.16)$$

Приняв, что:

$$\omega_{\text{зг}}^{\tau} = \beta \omega_{\text{н}} \quad (4.17)$$

по аналогии с (4.15) запишем:

$$\omega_{\text{ф}}^{\tau} = \frac{1}{\frac{d_0}{6U_{\tau}} + \frac{1}{\beta\omega_{\text{н}}}}. \quad (4.18)$$

Рассмотрим случай сильной турбулентности; здесь согласно [11] скорость турбулентного фронта близка к скорости турбулентного переноса, т.е. $U_{\tau} \sim v'$. Тогда на основании (2.5), (4.15) и (4.18) получаем:

$$\frac{d_0}{6U_{\text{н}}} + \frac{1}{\omega_{\text{н}}} \approx \frac{d_0}{6v'} + \frac{1}{\beta\omega_{\text{н}}}, \quad (4.19)$$

$$\beta = \frac{6v'U_{\text{н}}}{6v'U_{\text{н}} + d_0\omega_{\text{н}}(v' - U_{\text{н}})}. \quad (4.20)$$

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

Экспериментальные исследования показывают, что интенсивность химических превращений в турбулентном фронте пламени значительно ниже, чем в ламинарном.

Согласно данным [21], где скорость реакции оценивалась по величине тока ионизации, скорость горения в турбулентном факеле оказалась на порядок ниже, чем в ламинарном фронте.

В этой работе исследования проводились на горелке диаметром $d_0 = 0,3$ м, применялась бензино-воздушная смесь при начальной температуре $T_{\text{см}} = 240$ °С. При $U_{\text{н}} = 1,0$ м/с, $\lambda_{\text{н}} = 0,0018$ м и $\omega_{\text{н}} = 555$ 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 (4.20), получаем результат, соответствующий [21]: $\beta = 0,097$.

Ламинарный фронт пламени полностью занят реагирующим веществом. Переход ламинарного факела в 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). Это говорит о сохранении величины «поверхности» ламинарного фронта пламени внутри турбулентного.

Что касается макроструктуры ламинарного фронта внутри турбулентного, то в большинстве случаев она существенно деформирована, хотя это никак не влияет на течение химических превращений в силу гомогенности среды и крайне малого влияния макроскопических сдвигов структуры на условия 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 [22]. 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 достигает значения, которое почти на два порядка меньше величины λ_n :

$$d\lambda_n = \frac{drU_n}{v_0} = \frac{0,03 \cdot 0,3}{300} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 0,03 \text{ мм}.$$

Дальнейший процесс горения протекает в зоне интенсивного смешения, что препятствует созданию полноразмерного фронта. Но это 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 (2.5) и для ω_ϕ^T , в соответствии с общим свойством кинетического горения, согласно которому $\omega_\phi^T = \omega_\phi^n$, и здесь дает верный результат.

Еще раз подчеркнем, что турбулентный факел является таким объектом, в котором структурные элементы его объема — «холодный конус» и зона горения — находятся в неразрывной взаимосвязи и описание вне этой связи характеристик турбулентного фронта пламени не может быть осуществлено.

С физической точки зрения турбулентность в такой степени может влиять на процесс кинетического горения, в какой энергия

турбулентных пульсаций сопоставима с энтальпией свежей смеси, что практически не может быть обнаружено.

5 РАСЧЕТ ШИРИНЫ ЛАМИНАРНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ

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_0 до максимальной адиабатической температуры горения T_r .

Ширина нормального фронта пламени на несколько порядков больше длины свободного пробега молекул и радикалов, Λ , находящихся в зоне горения; число столкновений одной частицы за время пребывания во фронте может достигать 10^6 — 10^7 . Каким бы образом ни протекали химические реакции, число звеньев, которых при горении органического топлива исчисляется всего лишь десятками, следует ожидать, что распределение продуктов реакции в пространстве, а, следовательно, ширина и скорость фронта пламени будут существенно определяться законами молекулярной диффузии.

Такой подход позволяет избежать необходимости учета химической кинетики смеси данного состава, связанной с промежуточными продуктами реакции, длинной и разветвленностью цепей.

Так как $\Lambda \ll \lambda_n$, 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 вытекает также из положения, высказанного еще в работах [23, 24], что при горении кинетический механизм опережает механизм теплопроводности в горючей смеси. В основе его лежит следующее рассуждение.

Смысл уравнения Аррениуса для скорости реакции от температуры заключается в том, что скорость реакции определяется числом активных молекул, 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 растеряют 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 будут принимать неравновесные продукты сгорания. Такая картина соответствует и явлению энергетического разветвления цепей в химических реакциях [25].

Когда в процессе реакции образуется один конечный продукт, то величина λ_n может быть определена по двум точкам: начало его образования и достижение 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 показывают 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_r .

Следует отметить, что идея «эстафетного» процесса с максимальной скоростью диффузии рассматривается в [14, 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_0 , то коэффициент самодиффузии для CO_2 на всей ширине фронта пламени можно считать величиной постоянной:

$$D_{\text{CO}_2}^{\Gamma} = \frac{\Lambda_{\text{CO}_2}^{\Gamma} v_{\text{CO}_2}^{\Gamma}}{3}. \quad (5.1)$$

где $\Lambda_{\text{CO}_2}^{\Gamma}$ и $v_{\text{CO}_2}^{\Gamma}$ — длина свободного пробега и средняя скорость молекул CO_2 при параметрах P_0 и T_{Γ} .

В условиях фронта пламени CO_2 находится в многокомпонентной газовой среде в относительно небольших концентрациях. Известно, что коэффициент диффузии малой примеси в многокомпонентном газе можно заменить коэффициентом самодиффузии [26]. Покажем, что в условиях фронта пламени для конечного продукта, взятого при максимальной температуре горения, правомерность такой замены возрастает. Заменим всю совокупность компонентов, за вычетом CO_2 , некоторым газом N со средними характеристиками. Тогда для коэффициента взаимной диффузии можно записать:

$$D_{\text{CO}_2, N}^{\Gamma} = 0, (3) \left(\left(\frac{\rho_N}{\rho} \right) \Lambda_{\text{CO}_2}^{\Gamma} v_{\text{CO}_2}^{\Gamma} + \left(\frac{\rho_{\text{CO}_2}}{\rho} \right) \Lambda_N^{\Gamma} v_N^{\Gamma} \right). \quad (5.2)$$

Здесь не только ρ_{CO_2} относительно мало при

$$\frac{\rho_N}{\rho} \approx 1,$$

но и

$$\Lambda_N^{\Gamma} v_N^{\Gamma} \ll \Lambda_{\text{CO}_2}^{\Gamma} v_{\text{CO}_2}^{\Gamma}.$$

Поэтому можно записать, что:

$$D_{\text{CO}_2, N}^{\Gamma} \approx 0, (3) \Lambda_{\text{CO}_2}^{\Gamma} v_{\text{CO}_2}^{\Gamma} = D_{\text{CO}_2}^{\Gamma}. \quad (5.3)$$

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

Используя второй закон Фика, запишем:

$$\frac{\delta n_{\text{CO}_2}}{\delta x} = D_{\text{CO}_2}^{\Gamma} \left(\frac{\delta^2 n_{\text{CO}_2}}{\delta x^2} \right), \quad (5.4)$$

где n_{CO_2} — концентрация CO_2 .

Для фронта пламени, в начальном (I) и конечном (II) сечениях имеем: $n_{\text{CO}_2(\text{I})} = 0$, а $n_{\text{CO}_2(\text{II})} = n_{\text{CO}_2}^{\text{max}}$ соответственно. Для процесса стационарной диффузии левая часть равенства (5.4) равна нулю, тогда:

$$\frac{\delta n_{\text{CO}_2}}{\delta x} = \text{const}. \quad (5.5)$$

После интегрирования, с учетом граничных условий получаем:

$$n_{\text{CO}_2} = n_{\text{CO}_2}^{\text{max}} \left(\frac{x}{\lambda_{\text{H}}} \right). \quad (5.6)$$

Величина диффузионного потока определяется зависимостью:

$$J_{\text{CO}_2} = D_{\text{CO}_2}^{\Gamma} \left(\frac{n_{\text{CO}_2}^{\text{max}}}{\lambda_{\text{H}}} \right). \quad (5.7)$$

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

$$J_{\text{CO}_2} = W_{\text{CO}_2} \cdot n_{\text{CO}_2}^{\text{max}}. \quad (5.8)$$

В данном случае скорость движения вещества тождественна скорости распространения нормального фронта:

$$W_{\text{CO}_2} \equiv U_{\text{H}}.$$

С учетом этого на основании (5.7) и (5.8) получаем:

$$\lambda_{\text{H}} = \frac{D_{\text{CO}_2}^{\Gamma}}{U_{\text{H}}}. \quad (5.9)$$

6 РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК λ_n И U_n ПРИ РАЗНЫХ НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРАХ

Рассмотрим, какое влияние может оказать начальная температура смеси на величину λ_n (помимо влияния через величину U_n).

Так как процесс химических превращений во фронте определяют частицы больших энергий и активные радикалы, то химическая кинетика 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_n должна быть обратно пропорциональна общему числу столкновений Z в единице объема [26]:

$$Z \sim v \cdot n^2 \quad (6.1)$$

где v и n — средняя скорость и число частиц в единице объема.

При постоянном давлении для идеального газа $v \sim T^{0.5}$; $n \sim T^{-1}$ тогда:

$$Z \sim T^{-1.5}. \quad (6.2)$$

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

$$\lambda_n = \left(\frac{D_{\text{CO}_2}^\Gamma}{U_n} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.5}. \quad (6.3)$$

Величина U_n здесь берется при температуре смеси T ; $T_0 = 293$ К.

Согласно кинетической теории газов $D \sim P^{-1}$. В общем случае коэффициент самодиффузии лимитирующего продукта при максимальной температуре горения определяется выражением:

$$D^\Gamma = D_0 \left(\frac{T^\Gamma}{T_0} \right)^n \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-1}. \quad (6.4)$$

В зависимости от вида вещества $n = 1,7 \div 2,0$ [27];

T_0 , P_0 — нормальные начальные параметры 293 К и 10^5 Па.

Для CO_2 при нормальных параметрах $D_{\text{CO}_2(0)} = 0,11 \text{ см}^2/\text{с}$, а величина $n = 1,90 \div 1,95$ [2, 3, 27]. Данные расчета приведены в таблице 4.1 (см. также [4]).

В общем виде эмпирическая зависимость U_n от давления следующая:

$$U_n = U_{n(0)} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-m}. \quad (6.5)$$

Для углеводородно-воздушных смесей, горящих со скоростью $U_n = 30 - 40 \text{ см/с}$, $m \approx 0,3$; для водородно-воздушных смесей показатель m близок к 0,1 [28].

Величина $U_{n(0)}$ для данной смеси при нормальном давлении определяется эмпирически. Для смесей с составом близким к стехиометрическому, при разных температурах,

$$U_{n(0)} \sim (T/T_0)^{1,9},$$

в общем случае зависимость $U_{n(0)}$ от температуры смеси носит очень сложный характер и ее определение целесообразно проводить эмпирически используя (4.1 и 4.2).

Используя (6.3, 6.4 и 6.5) можно записать выражение для расчета величины λ_n для углеводородно-воздушных смесей при произвольных начальных параметрах T и P :

$$\lambda_n = \left(\frac{D_{\text{лп}(0)}}{U_{n(0)}} \right) \left(\frac{T^\Gamma}{T_0} \right)^{1,9} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,5} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-0,7}. \quad (6.6)$$

Для произвольной политропы при $n = 1,41$ имеет место:

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right) = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{0,29}. \quad (6.7)$$

Тогда для смеси сжатой в политропном процессе из (6.6) получим:

$$\lambda_n = \left(\frac{D_{\text{лп}(0)}}{U_n} \right) \left(\frac{T^\Gamma}{T_0} \right)^{1,9} \left(\frac{P_0}{P^*} \right)^{-0,27}. \quad (6.8)$$

По аналогии можно записать выражение для смесей любого состава.

Таблица 6.1

Исходные данные и расчетные значения λ_n , полученные по зависимости (6.3), для смеси метан—воздух, $P_0 = 10^5$ Па

T	α	U_n	T^r	$D_{CO_2}^r$	λ_n
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

6.1. Сопоставление расчетной ширины фронта пламени с линейными характеристиками факела

Ряд линейных характеристик ламинарного фронта пламени (широко исследованных экспериментально) тесно связан с шириной ламинарного фронта пламени и практически совпадает с ней по величине. 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, $l_{мэз}^{min}$. Сопоставления показали, что значения $l_{гр}$ и $l_{мэз}^{min}$ 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, $l_{кр(щ)}$.

На рис. 6.1 даны фотографии, иллюстрирующие методику измерений критического диаметра проскока факела в трубу, $d_{кр}$. Внутренняя трубка является сменной. Для каждого диаметра этой трубки $d_{тр}$ имеется такое значение α , при котором прекращение (замедление) подачи смеси вызывает не распространение фронта внутрь трубки, а погасание пламени. Для такого α данное значение $d_{тр}$ и принималось в качестве $d_{кр}$. Соответствие λ_n и экспериментальных полученных значений $(2/\pi)d_{кр}$ вполне удовлетворительное.

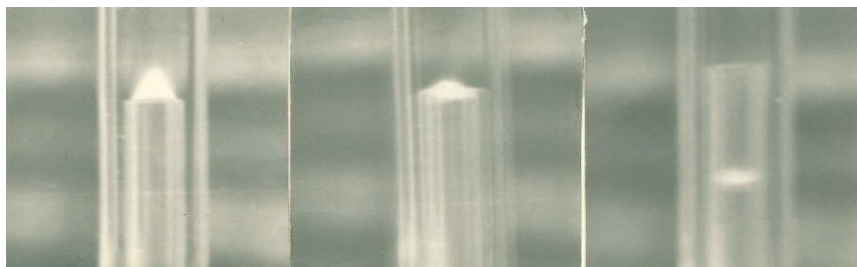


Рис. 6.1. Иллюстрация к определению величины $d_{кр}$ по погасанию пламени на входе в трубку малого диаметра. В примере на фотографии $d_{тр} > d_{кр}$ для горючей смеси с данным α

При определении $l_{\text{кр(ш)}}$ 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 $l_{\text{кр(ш)}}$. Данные по $l_{\text{кр(ш)}}$ несколько зависят от условий эксперимента, однако, будучи полученными в одинаковых условиях они хорошо коррелируются с данными по λ_n .

В таблице 6.2. приведены значения λ_n , рассчитанные по зависимости (6.3) и экспериментальные данные по $l_{\text{кр(ш)}}$ [29, табл. 58] для стехиометрических смесей различных углеводородов с воздухом при нормальных начальных параметрах. Соответствие находится в пределах точности измерений.

Имеющиеся в литературе данные по $l_{\text{ГР}}$ и $l_{\text{МЭЗ}}^{\text{min}}$ в функции от давления при нормальной температуре позволяют проверить справедливость зависимости (6.3) при разных значениях давления смеси P_0 .

Согласно рис. 6.2 расчетные значения λ_n , полученные по зависимости (6.3) для различных углеводородно-воздушных смесей совпадают с экспериментальными данными для линейных характеристик ламинарного фронта в этих смесях — $l_{\text{ГР}}$, $l_{\text{кр(ш)}}$, $l_{\text{МЭЗ}}^{\text{min}}$. Этот факт является весьма важным, так как он позволяет осуществить проверку полученных расчетных зависимостей для λ_n по имеющимся в литературе данным.

Расчетная модель, как мы видели, не требует учета сложной химической кинетики. Это положение является принципиальным. Проверкой его является сопоставление расчета и экспериментальных данных для смесей отличающихся по своим физическим и химическим свойствам и по типу реакции. Конечно, при использовании зависимостей (6.3) и (6.6) для каждой смеси требуется выбрать соответствующий конечный продукт, лимитирующий процесс. Кроме того, необходимо учитывать, что температура горения $T_{\text{Г}}$ может быть значительно ниже расчетной, особенно при низких давлениях [5]. При расчетах λ_n должна использоваться реальная адиабатическая температура процесса, то есть с учетом диссоциации.

Таблица 6.2

Сравнение $l_{кр(ш)}$ ([29], табл. 58) с расчетными значениями λ_n , полученными по зависимости (6.6), для смесей углеводород—воздух; начальные параметры — нормальные; $D_{CO_2}^0 = 0,11 \text{ см}^2/\text{с}$; $n = 1,95$; $\alpha = 1,0$

Углеводород	Химическая формула	U_n	T_r	λ_n	$l_{кр(ш)}$
		см/с	K	мм	мм
Метановый ряд					
Метан	CH_4	31.0	2236	2.00	2.03
Этан	C_2H_6	35.5	2245	1.84	1.78
Пропан	C_3H_8	34.5	2250	1.70	1.78
Бутан	C_4H_{10}	33.5	2255	1.78	1.78
Пентан	C_5H_{12}	34.0	2250	1.74	1.78
Гексан	C_6H_{14}	34.0	2239	1.73	1.78
Гептан	C_7H_{16}	34.0	2214	1.67	1.78
Этиленовый ряд					
Этилен	C_2H_4	62.0	2375	1.19	1.27
Пропен	C_3H_6	38.6	2339	1.64	2.03
Ацетиленовый ряд					
Ацетилен	C_2H_2	125.0	2600	0.71	0.76
Пропин	C_3H_4	62.5	2470	1.29	1.27
Циклопропан	C_3H_6	42.0	2328	1.49	1.78
Циклогексан	C_6H_{12}	34.0	2250	1.74	1.78
Бензол	C_6H_6	35.8	2305	1.72	1.78

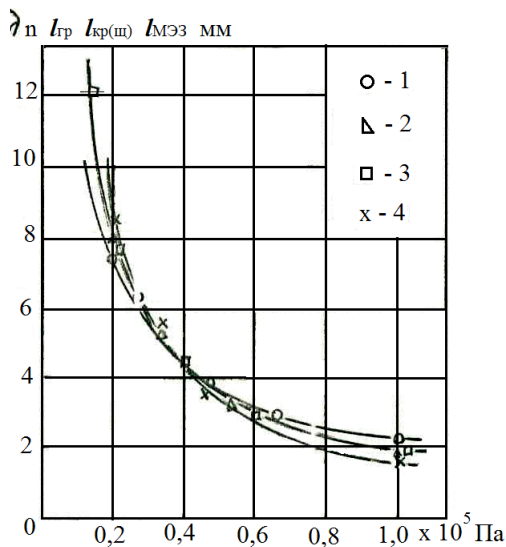


Рис. 6.2. Зависимость линейных характеристик фронта пламени стехиометрических углеводородовоздушных смесей от давления; $T_{см} = 293 K$.

1 – $l_{МЭЗ}^{min} CH_4$ – воздух [14]; 2 – $l_{Гр}$ [30]; 3 – $l_{кр(ш)}$ [31], C_3H_8 – воздух; 4 – $l_{Гр}$, C_2H_6 – воздух [14]; λ_n – расчет по (6.3) и (6.6).

Результаты расчета λ_n по зависимости (5.9) и экспериментальные данные по величине $l_{кр(ш)}$ для горючих смесей аммиака [32] при выборе 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.

В таблице 6.3 дано сравнение расчетных значений λ_n , полученных на основании зависимостей (6.3 и 6.6) и имеющихся в литературе экспериментальных данных по характеристическим размерам фронта пламени для различных горючих смесей, сильно отличающихся по интенсивности и типу протекающих в них химических реакций.

Таблица 6.3
Сравнение расчетного значения λ_n с характеристическими размерами нормального фронта пламени горючих смесей с различным составом и начальными параметрами.

Горючая смесь	T К	P Па	ЛПР -	U _n см/с	D ₀ см ² /с	n -	T _г К	λ_n , расчет мм	l _{кр(ш)} , гр мм	λ_n , по Т-профилю мм	
CH ₄ —2O ₂	293	10 ⁵	CO ₂	330	0,11	1,95	3100	0,24	0,28		
CH ₄ —O ₂ —Ar	298	4,2*10 ³	CO ₂	81	0,11	1,95	1850	13,40	-	14,0	
30% H ₂ — воздух	293	10 ⁵	H ₂ O	170	0,23	1,80	2260	0,62	0,62	0,64	
20% H ₂ — воздух	293	10 ⁵	H ₂ O	100	0,23	1,80	1910	0,69	0,70		
10% H ₂ — воздух	293	10 ⁵	H ₂ O	28	0,23	1,80	1440	1,48	1,50		
7% H ₂ — воздух	293	10 ⁵	H ₂ O	8	0,23	1,80	1000	2,67	2,80		
H ₂ —O ₂ —N ₂	336	10 ⁵	H ₂ O	9	0,23	1,80	1076	3,42	-	3,5	
2H ₂ —O ₂	293	1,5*10 ⁵	H ₂ O	900	0,23	1,80	3020	0,12	-	0,127	
2H ₂ —O ₂	293	4,5*10 ⁵	H ₂ O	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		
4NH ₃ — 3 O ₂	293	10 ⁵	N ₂	125	0,17	1,90	2700	0,92	0,92		
NH ₃ — O ₂	293	10 ⁵	N ₂	150	0,17	1,90	2400	0,62	0,65		
Реакции разложения											
O ₃ → O ₂	293	10 ⁵	O ₂	54	0,18	1,80	1260	0,55	-	0,55	
N ₂ H ₄ → NH ₃ ; H ₂ ; N ₂	293	10 ⁵	N ₂	155	0,17	1,90	1850	0,35	-	0,25	

Примечание. Величины $l_{кр(ш)}$ и $l_{гр}$ взяты из следующих источников: для CH₄—2O₂, CH₄—O₂—Ar и для H₂ — воздух — [14]; для NH₃ — воздух — [33]; для NH₃ — O₂ — [34].

Величина λ_n , определенная по Т-профилю, взята из следующих источников: CH₄—O₂—Ar [35]; для H₂ — воздух — [1]; для H₂—O₂—N₂ — [36]; для 2H₂—O₂ — [25]; для O₃ → O₂ — [37].

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_n и объемной теплонапряженности составило около 10^5 .

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

Равенство λ_n с величинами $l_{гр}$ и $l_{кр(щ)}$ говорит о том, что λ_n как химико-физическая константа не зависит от размеров окружающего пространства; при их уменьшении до ширины фронта пламени последний просто перестает существовать.

6.2. Физическая интерпретация критерия Пекле для пламени

Известно, что нормальная скорость пламени начинает уменьшаться при уменьшении размера горелки ниже некоторого значения критерия Пекле в пламени: $Re_\phi = d_0 U_n / a$.

Так, в круглой горелке для смеси пропан-воздух при $\alpha = 0,95$ критическое значение $Re = 160$ [38, с. 239].

Для реальных газов число Льюиса—Семенова $L = D/a \approx 1$. Если Re_ϕ определить не через параметры свежей смеси, а через параметры пламени, что более естественно, то для критического значения Re_ϕ получим выражение, имеющее очевидную физическую интерпретацию:

$$Re_\phi = \frac{d_0 U_n}{D^r} = \frac{d_0}{\lambda_n}. \quad (6.9)$$

Так как $a \sim T^2$, то для углеводородных топлив при $\alpha = 1$ и нормальных начальных параметрах имеет место $D^r \approx a^r \approx 50 \cdot a_0$, где a_0 соответствует $T_0 = 293$ К. Тогда получаем, что критическое значение $Re_\phi = 160/50 \approx \pi$. Согласно зависимости $l_{кр(щ)} = (2/\pi)d_{кр}$ для щелевой горелки получаем $Re_\phi = l_{кр(щ)}/\lambda_n = 2$. То есть, размеры щели начинают влиять на U_n при $l_{щ} < 2\lambda_n$.

7 РАСЧЕТ МАКСИМАЛЬНОЙ ТЕПЛОНАПРЯЖЕННОСТИ ГОРЕНИЯ

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

Запишем выражение для ω_n через общие зависимости

$$\omega_n = \frac{U_n}{\lambda_n},$$

используя (6.6):

$$\omega_n = \left(\frac{U_{n(0)}^2}{D_{\text{ЛП}(0)}} \right) \left(\frac{T^\Gamma}{T_0} \right)^{-1,9} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-1,5} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{0,7}. \quad (7.1)$$

Объемная интенсивность горения смеси, сжатой в политропном процессе:

$$\omega_n^{(\Pi)} = \left(\frac{U_{n(0)}^2}{D_{\text{ЛП}(0)}} \right) \left(\frac{T^\Gamma}{T_0} \right)^{-1,9} \left(\frac{P_0}{P^*} \right)^{0,27}. \quad (7.2)$$

Значение объемной интенсивности процесса горения в нормальном фронте позволяет получить максимальную объемную теплонапряженность горения в зависимости от состава и начальных параметров горючей смеси, [кВт/м³]:

$$Q_v^{\max} = H \cdot \omega_n \quad (7.3)$$

где $H = c_v \cdot Q_n^p$ — низшая рабочая теплота сгорания смеси, кДж/м³; c — безразмерная объемная доля горючего газа в смеси;

Q_n^p — низшая рабочая теплота сгорания газа, кДж/м³.

Пример. Для стехиометрической метано-воздушной смеси при нормальных начальных параметрах, используя значения U_n и λ_n из таблицы 6.3. и остальные данные из [39], получаем:

$$Q_v^{\max} = 0,0947 \cdot 35875 (0,31/0,002) = 5,27 \cdot 10^5 \text{ кВт/м}^3.$$

Отметим здесь, что практически такая же величина Q_v^{\max} для смеси природного газа (CH_4 98%) с воздухом была получена в работе [24] на основании исследований турбулентного горения. Для стехиометрической смеси пропан—воздух в нормальных условиях получаем:

$$Q_v^{\max} = 0,0402 \cdot 91350(0,345/0,0017) = 7,44 \cdot 10^5 \text{ кВт/м}^3.$$

Для смеси $\text{CO}(29\%)$ —воздух $T_{\Gamma} = 2370 \text{ К}$; $U_{\text{н}} = 26,5 \text{ см/с}$ [14]. Тогда, согласно (6.3) получаем:

$$\lambda_{\text{н}} = (0,11/26,5) \cdot (2370/293)^{1,95} = 0,245 \text{ см},$$

$$Q_v^{\max} = 0,29 \cdot 12645(0,265/0,00245) = 3,97 \cdot 10^5 \text{ кВт/м}^3.$$

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:

$$Q_v^{\max} = 0,077 \cdot 56092(1,25/0,00071) = 7,6 \cdot 10^6 \text{ кВт/м}^3.$$

Для смеси водород (30%) — воздух:

$$Q_v^{\max} = 0,03 \cdot 10806(1,7/0,00062) = 8,9 \cdot 10^6 \text{ кВт/м}^3.$$

Резко возрастает объемная теплонапряженность горения при замене воздуха кислородом. Так, для смеси 2H_2 — O_2 при нормальных начальных параметрах и значениях $U_{\text{н}} = 900 \text{ см/с}$ и $\lambda_{\text{н}} = 0,018 \text{ см}$ получаем: $Q_v^{\max} = 3,6 \cdot 10^8 \text{ кВт/м}^3$.

Значительные возможности интенсификации горения дает повышение начальной температуры смеси. Так, например, для стехиометрической смеси метан—воздух при нормальном давлении и $T_0 = 693 \text{ К}$ величина $Q_v^{\max} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ кВт/м}^3$, что в 2,85 раза выше, чем при $T_0 = 293 \text{ К}$.

Введение в инженерные расчеты характеристики $\lambda_{\text{н}}$ позволяет получить важную информацию, необходимую при выборе состава горючей смеси и ее рациональных начальных параметров.

Как видно из полученных результатов близкие к предельным значения теплонапряженности горения достигаются в камерах сгорания относительно простой конструкции за счет минимизации размеров струй сжигаемой смеси.

8 РАСЧЕТ ДЛИНЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА И 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.

Практический интерес представляют компактные камеры сгорания, в которых факел занимает (после раскрытия) все сечение камеры. Начиная с этого момента, форма свободной поверхности факела не меняется и длина его определяется линейной зависимостью вида:

$$L_{\phi} = p(l + a)(v_0 + b). \quad (8.1)$$

При аппроксимации экспериментальных данных для геометрически подобных камер сгорания и на основании теории размерностей получаем:

$$U_{\text{н}} = \frac{m}{\Pi \cdot p}, \quad \lambda_{\text{н}} = \frac{a}{\Pi}. \quad (8.2)$$

В таких условиях длина факела

$$L_{\phi}^T \approx \frac{V_{\phi}}{F_{\text{КС}}}.$$

На основании (1.2) можно записать:

$$V_{\phi} \approx \frac{mF_{\text{КС}}v_0}{\omega_{\phi}}. \quad (8.3)$$

Тогда для круглой горелки на основании (2.4) имеем:

$$L_{\phi}^T \approx mv_0 \frac{d_0 + 6\lambda_{\text{н}}}{6U_{\text{н}}}. \quad (8.4)$$

Формулой (8.4) можно пользоваться и для горелок другого типа при $m \approx 0,5$. В диапазоне скоростей $v_0 = 20 \div 50$ м/сек результат оказывается заниженным соответственно на $5 \div 10\%$. При дальнейшем росте v_0 и m погрешность уменьшается.

При более точном расчете размеров камеры сгорания 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_{3p} , вторая — область на выходе из камеры — V_{3b} , которая определяет поля концентраций и температур на выходе из камеры.

Объем V_{3p} (при касании факелом стенок камеры сгорания) определяется по ее размерам и углу раскрытия горячей струи, β . Угол β для плоской горячей струи равен $14\div 18^\circ$, а для круглой — $21\div 23^\circ$. Для круглой горелки и камеры сгорания получаем:

$$V_{3p}^{(кр)} = \left(\frac{\pi d_0^2}{4} \right) \left(\frac{1}{6m \cdot \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right) \left(\frac{2+m}{m^{0.5}} \right), \text{ [м}^3\text{]}. \quad (8.5)$$

Для плоской щелевой горелки, соответственно, имеем:

$$V_{3p}^{(ш)} = \left(\frac{l^2}{4 \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right) \left(\frac{1-m^2}{m^2} \right), \text{ [м}^3\text{]}. \quad (8.6)$$

Величина V_{3b} , так же как и V_{3p} определяется поперечным размером струи, коэффициентом живого сечения m и при развитом турбулентном течении практически не зависит от v_0 . Поэтому суммарный объем указанных зон камеры сгорания можно записать как:

$$\Delta V_{KC} = V_{3p} + V_{3b} = k V_{3p}, \quad (8.7)$$

где k — эмпирический коэффициент пропорциональности.

Например для щелевой камеры с учетом эмпирического выражения для k , (8.6) и (8.7) можно получить:

$$L_{KC}^{(ш)} = v_0 m \left(\frac{b_{ш} + 4\lambda_{ш}}{4U_{ш}} \right) + \left(\frac{1,25}{b_{ш}^{0.33}} \right) \left(2 + \frac{3m}{\operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right) \times \\ \times \left(\frac{b_{ш}}{4 \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}} \right) \left(\frac{1-m}{m} \right)^2. \quad (8.8)$$

В камерах с центральным круглым стабилизатором величина $\Delta V_{\text{КС}}$ в основном определяется объемом $V_{\text{ЗВ}}$, который здесь при $m \approx 0,4$ и больших v_0 практически не зависит от m и v_0 . Для расчетов $L_{\text{КС}}$ в этом случае можно пользоваться зависимостью:

$$L_{\text{КС}}^{(\min)} = \frac{W}{(\omega_{\text{ф}} F_{\text{КС}})} + 2,6 D_{\text{КС}}. \quad (8.9)$$

где $\omega_{\text{ф}}$ определяется по (2.5).

Экспериментальные данные о длине и диаметре турбулентных факелов в попутном потоке воздуха получаются фотографированием. В таблице 8.1 они даются вместе с результатами расчетов, выполненных на основании зависимости (8.4) с учетом (8.5). Условно принимается, что факелы находятся внутри камер сгорания, диаметр которых равен максимальному диаметру видимого пламени. Соотношение расчетных и опытных данных довольно хорошее. Диаметр открытого турбулентного факела в попутном потоке с возрастанием v_0 монотонно возрастает (см. также [14]).

9 СТРУКТУРА ЛАМИНАРНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ

В предыдущих разделах мы определили, что турбулизация или интенсивное смешение нарушают структуру нормального фронта пламени, который мы можем наблюдать на основном участке ламинарного фронта. Однако это не влияет на интегральные характеристики процесса и если после начала зарождения фронта эта область переместилась в том же поле концентраций (например, за счет турбулентного переноса), то процесс формирования фронта продолжится точно таким же образом.

Далее мы рассмотрим структуру ламинарного фронта пламени, которая определяется профилями концентраций и температуры, связанными с расстоянием по нормали к фронту пламени.

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.

Таблица 8.1
Сравнение экспериментальных данных ([14], стр. 303) и расчетных (по 8.8) значений
длины открытого турбулентного факела в попутном воздушном потоке.

N_0	d_0	v_0	D_ϕ	$L_{\phi(оп)}$ ОПЫТ	$L_{\phi(р)}$ расчет	$L_{\phi(оп)}/L_{\phi(р)}$
-	см	см/с	см	см	см	-
Природный газ-воздух; $U_H = 40$ см/с; $\lambda_H = 2,0$ мм; $\beta = 18^\circ$.						
1		1220	4,00	23,14	24,0	0,97
2	3,16	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	5,08	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; $\beta = 24^\circ$.						
8		2540	2,30	9,38	11,0	0,85
9	2,06	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

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.

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 оксидов азота NO_x .

9.1. Измерение температуры по ширине фронта пламени

Общий вид T -профиля во фронте пламени аналитически можно получить на основании следующих рассуждений. Допуская, что теплопроводность Λ по ширине фронта пламени постоянна при данном значении плотности ρ_0 и теплоемкости c_p запишем: $\Delta T \sim \rho_0 c_p / \Lambda$. 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, зависимость для dT/dx принимает вид:

$$\frac{dT}{dx} = U_n \left(r_0 \frac{c_p}{\Lambda} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-n} (T - T_0). \quad (9.1)$$

Если интегрировать это выражение при $n = 1,9 - 1,95$, то результат будет отражать действительный характер зависимости. Основная часть реального T -профиля на значительной длине со стороны передней границы фронта пламени представляет собой практически прямую.

При измерении T -профиля во фронте пламени с помощью термопары 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—5 К/мм. Это на 2—3 порядка меньше того, что получается при расчете по теплопроводности или диффузии высокотемпературных продуктов реакции.

Проведенные исследования позволяют объяснить форму T -профиля на начальном участке фронта пламени 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 при приближении 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.

Построим профили относительной температуры в координатах $(T - T_0)/(T_r - T_0)$ и x/λ_n для разных значений коэффициента избытка воздуха, то при прочих равных условиях (рис.9.1).

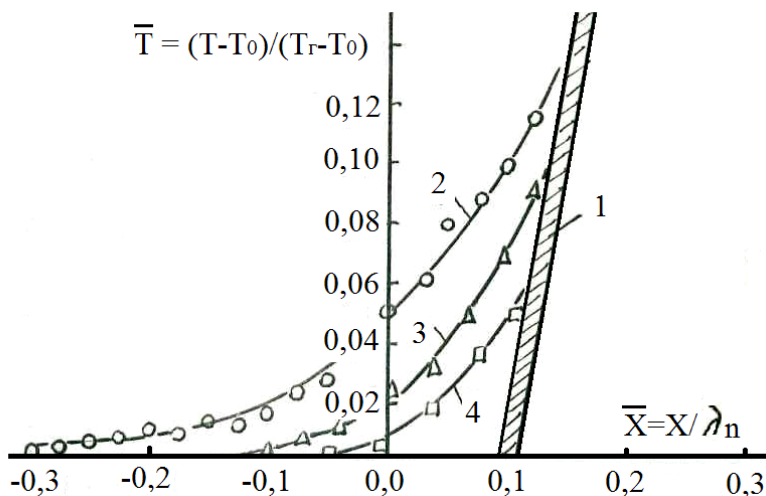


Рис. 9.1. Влияние радиации от факела при разных значениях α на начальный участок T -профиля:
 1 — экстраполяция основного участка T -профиля до начальной температуры; измеренный участок T -профиля;
 2 — $\alpha = 1,13$; 3 — $\alpha = 1,29$; 4 — $\alpha = 1,56$.

Экстраполяция в область начальной температуры T_0 позволяет получить точку начала действительного T -профиля, X_a (рис.9.2). Изменение расстояния между точкой X_a и точкой $X_{a(изм.)}$, где измерения показывают начало подъема температуры, будут обусловлены, в основном, радиацией от факела.

Чем меньше температура факела, тем меньше влияния радиации на показания термопары в области перед фронтом. Так при $\alpha = 1,13$ ($T_r \approx 2100$ K) величина $\Delta X_a = X_{a(изм.)} - X_a$ составляет около 1,0 мм; при $\alpha = 1,56$ ($T_r \approx 1710$ K) — 0,5 мм; а при $\alpha = 1,8$ $\Delta X_a \approx 0,2$ мм, что близко к оценке влияния остальных факторов, сделанной нами ниже.

На характер температурной кривой, полученной при помощи термопары влияют также диаметр спая термопары, $d_{сп}$, и колебания фронта с амплитудой l_k .

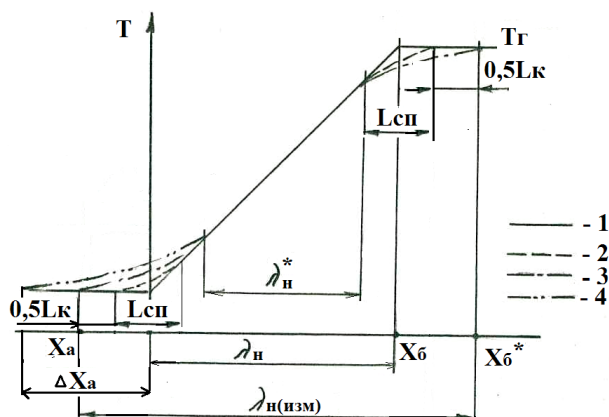


Рис. 9.2. Влияние различных факторов на измеренный T -профиль:
 1 — исходный произвольный профиль;
 2 — влияние диаметра спая термопары, $d_{сп} = \Delta l$;
 3 — влияние колебаний фронта с амплитудой l_k ;
 4 — влияние радиации.

Будем считать, что положение объема, имитирующего спай термопары, не изменяет T -профиль пространства. Среднюю температуру T , для каждого положения будем связывать с координатой x центра рассматриваемого элементарного объема.

Получающийся график $T - x$ имеет вид, представленный на (рис. 9.2). Профиль измеренной температуры в точках перехода от $T = \text{const}$ к $T(x)$ «скругляется» с каждой стороны на ширине $l_{\text{сп}}$. На основном участке $(X_a - 0,5l_{\text{сп}}) - (X_b - 0,5l_{\text{сп}})$ 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 $d_{\text{сп}}$, а колебания фронта пламени с амплитудой l_k аналогично увеличивают ее на величину l_k :

$$\lambda_{\text{н(изм)}} = \lambda_{\text{н}} + d_{\text{сп}} + l_k. \quad (9.2)$$

Длина участка, на котором профиль $T - x$ деформируется с каждой стороны равна: $0,5(d_{\text{сп}} + l_k)$. Величина l_k по нашим измерениям составляет примерно 0,1 мм. Такая же оценка сделана для фронта пламени пропано-воздушной смеси в [40].

При определении точки X_a путем экстраполяции основного участка T -профиля в область начальной температуры его искажения на начальном участке за счет конечной величины спая термопары автоматически отсекаются.

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

$$\lambda_{\text{н}} = X_b^* - \Delta X_a - 0,5l_k - 0,5d_{\text{сп}}. \quad (9.3)$$

Значение X_b^* определяется как координата первой точки, где достигнуто максимальное значение измеряемой температуры во фронте.

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.

Расположение в одной горизонтальной плоскости и закрепление в координатном штативе одновременно термопары и зонда (рис. 9.3) позволяет при определенном подборе расстояния между ними получать удовлетворительное совмещение профилей температуры и концентрации для фронта V -образного факела.

Все приведенные данные получены при горизонтальном перемещении термопары. Поэтому для получения действительной величины ширины фронта необходим учет угла раскрытия

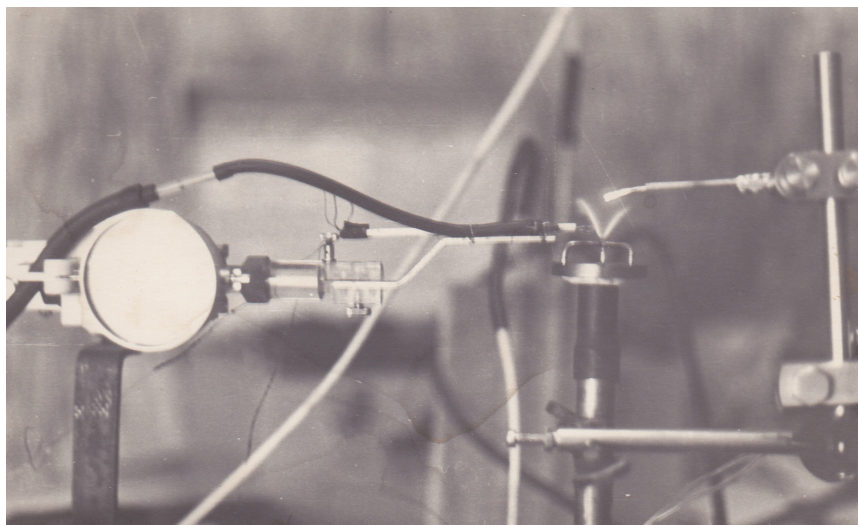


Рис. 9.3. Совместное измерение температурного и концентрационного профилей на V-образном факеле: микротермопара с микрозондом на микрометрическом координатном штативе (слева); зонд контроля состава смеси (справа)

факела β и шага перемещения термопары. Например, для наших исследований: $\lambda_n = [(X_o^* - X_a) - 0,125]\cos(\beta/2)$ с точностью шага перемещения 0,05мм.

На рис. 9.4 показаны температурные профили ламинарных факелов, полученные на различных горелках. 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.

Величина v_o в диапазоне устойчивого горения и ламинарного течения 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, $L_d = \lambda_n V_o / U_n$ (рис. 9.4) — этот участок факела будем называть основным.

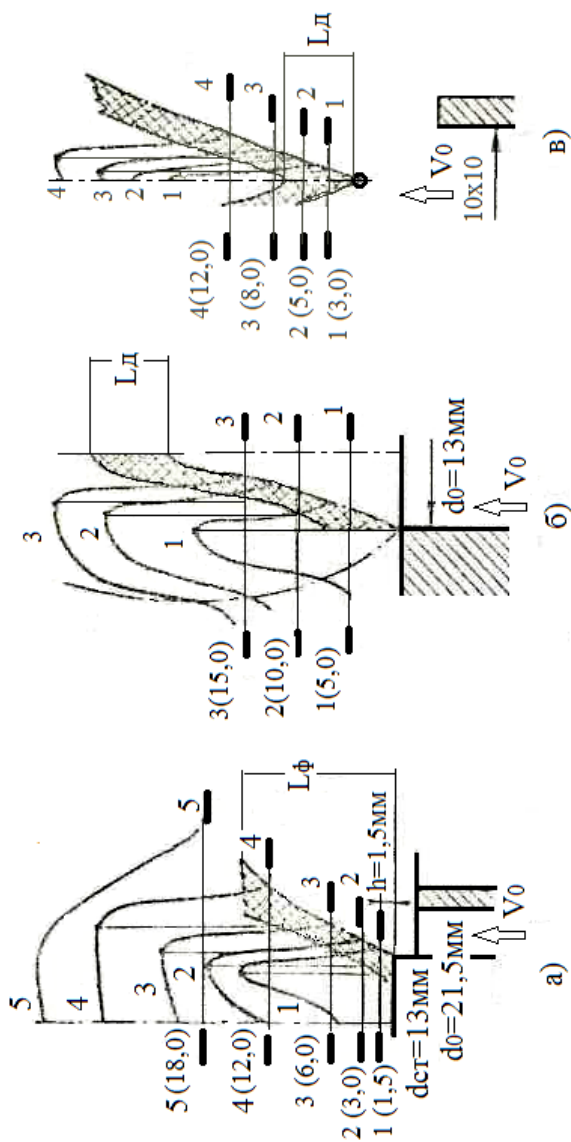


Рис. 9.4. Температурные поля ламинарных факелов: а – обращенный конус;

$v = 1,50$ 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 1, 2, 3, 4, 5

Профили температуры, полученные в разных условиях, но при одинаковых, нормальных начальных параметрах смеси представлены на рис. 9.5—9.7. При данном избытке воздуха T -профили совпадают. На отдельных рисунках даны T -профили, выходящие за основной участок. Для них граничные точки, естественно, не определялись.

На рис. 9.8 даны графики $\lambda_n - \alpha$ для смеси природный газ—воздух при разных значениях $T_{см}$. На них нанесены величины λ_n , полученные прямым измерением ширины ламинарного фронта (по T - и CO_2 -профилям), а также значения λ_n , рассчитанные по приведенным выше формулам для характеристик турбулентного факела. Значения λ_n , полученные двумя независимыми способами, практически совпадают.

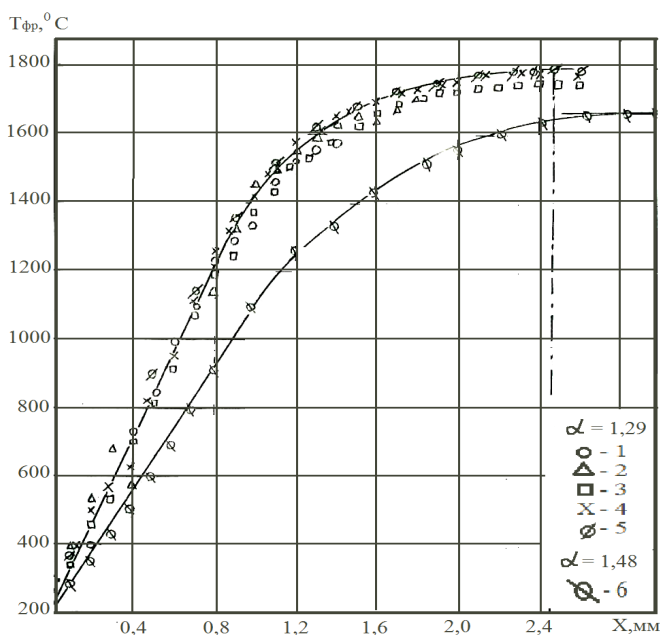


Рис. 9.5. Исходные данные как на рис. 9.4.
 V — образный факел, $\alpha = 1,29$; $\beta = 26^\circ$; 1 — $h = 3,0$ мм;
 2 — 5,0; 3 — 8,0; 4 — 12,0; 5 — 15,0;
 6 — $\alpha = 1,48$; $\beta = 25^\circ$; $h = 12,0$

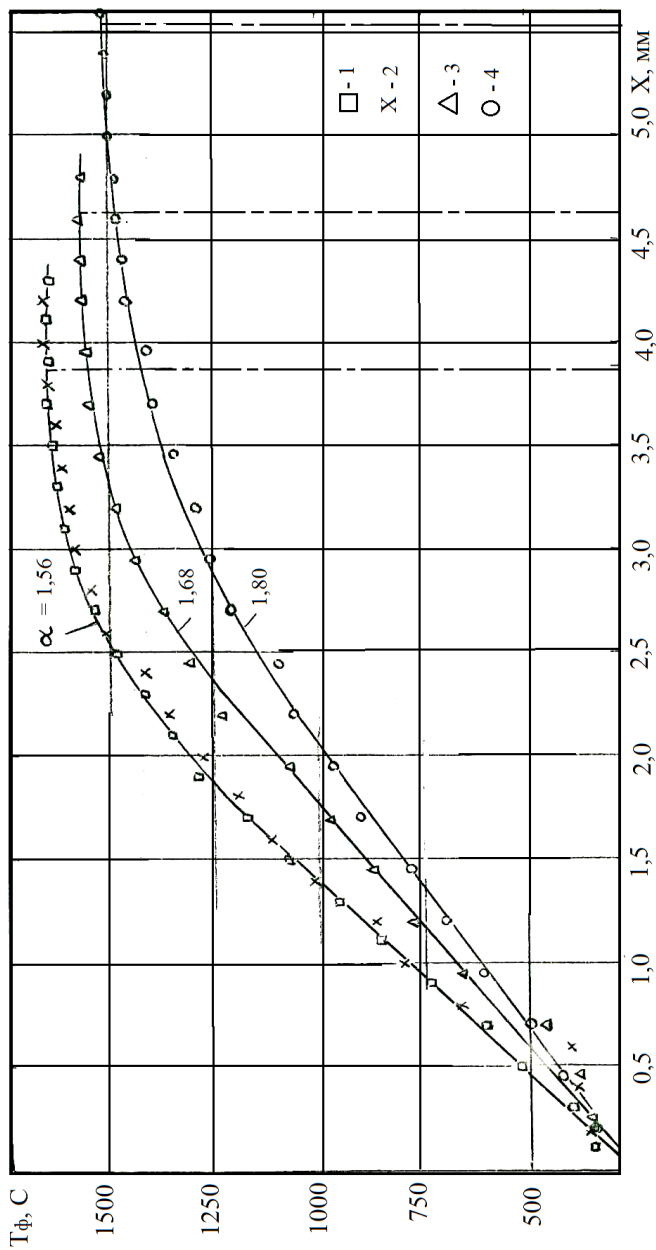


Рис. 9.6. Исходные данные те же; обращенный конический факел, $d_r = 21,5$ мм;
 1 — $d_{cm} = 13,0$ мм; $\beta = 40^\circ$; $h = 10$ мм; 2 — 4,0; 50; 10; 3 — 2,0; 40; 12; 4 — 4,0; 30; 15

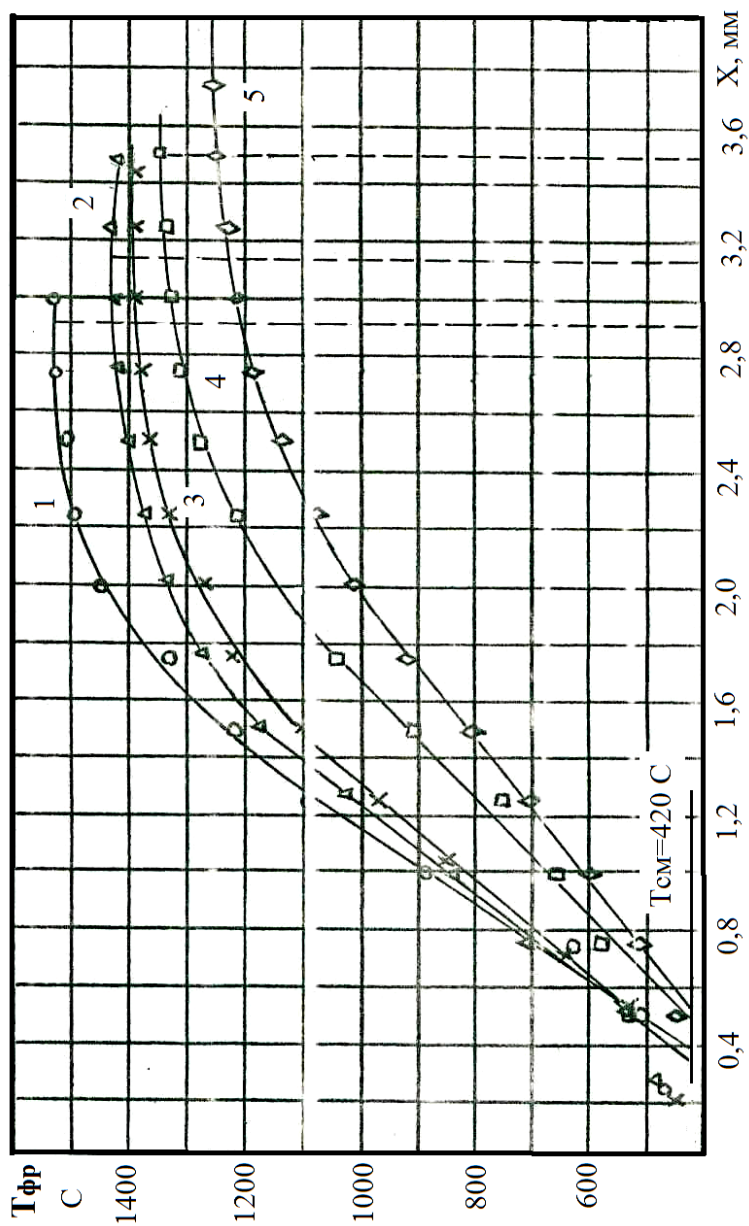


Рис. 9.7. Т-профиль при $T_{cm} = 420^\circ\text{C}$. 1 - $\alpha = 1,8$; $\beta = 55^\circ$; 2 - 2,05; 50;
3 - 2,16; 26; 4 - 2,3; 45; 5 - 2,6; 18

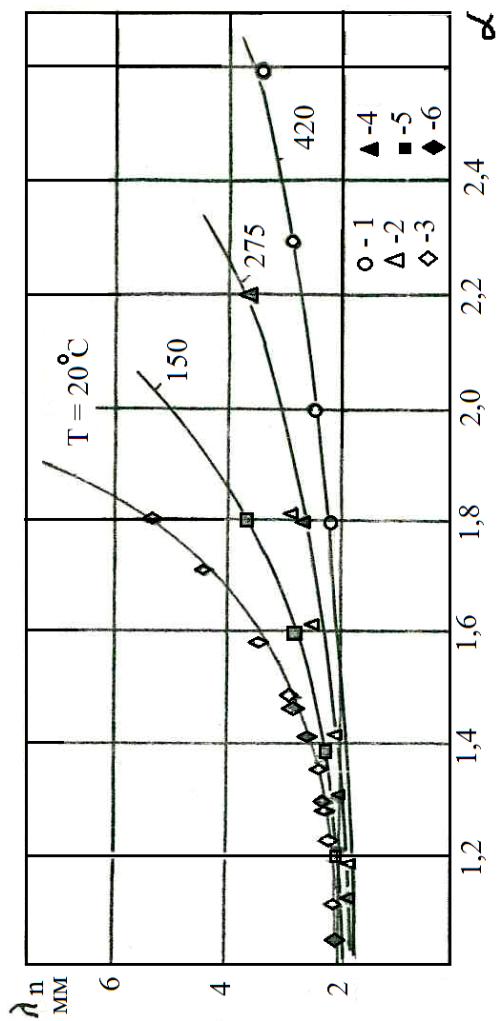


Рис. 9.8. Зависимость $\lambda_n - \alpha$ для смеси природный газ-воздух при различных значениях начальной температуры смеси.

1, 2, 3 — измерения на ламинарном фронте пламени;
4, 5, 6 — расчет по характеристикам турбулентного факела

9.2. Измерение концентраций ЛПР по ширине фронта пламени

Для смесей углеводород воздух лимитирующим продуктом реакции горения является CO_2 . Результаты исследований температурного и концентрационного CO_2 -профилей при разной начальной температуре смеси представлены ниже. Ширина профилей температуры и концентрации CO_2 для одной и той же смеси одинакова. Таким образом, каждый из них может быть использован для определения величины λ_n .

Измерения объемных концентраций CO_2 вдоль ширины ламинарного фронта пламени метано-воздушной смеси при разных начальных температурах смеси и коэффициентах избытка воздуха выявляют сложную упорядоченную структуру нормального фронта пламени [41, 42].

На рис. 9.9 и рис. 9.10 представлены результаты измерений температур и объемных концентраций CO_2 по ширине нормального фронта пламени для начальных температур смеси 20 и 275°C при разных коэффициентах избытка воздуха.

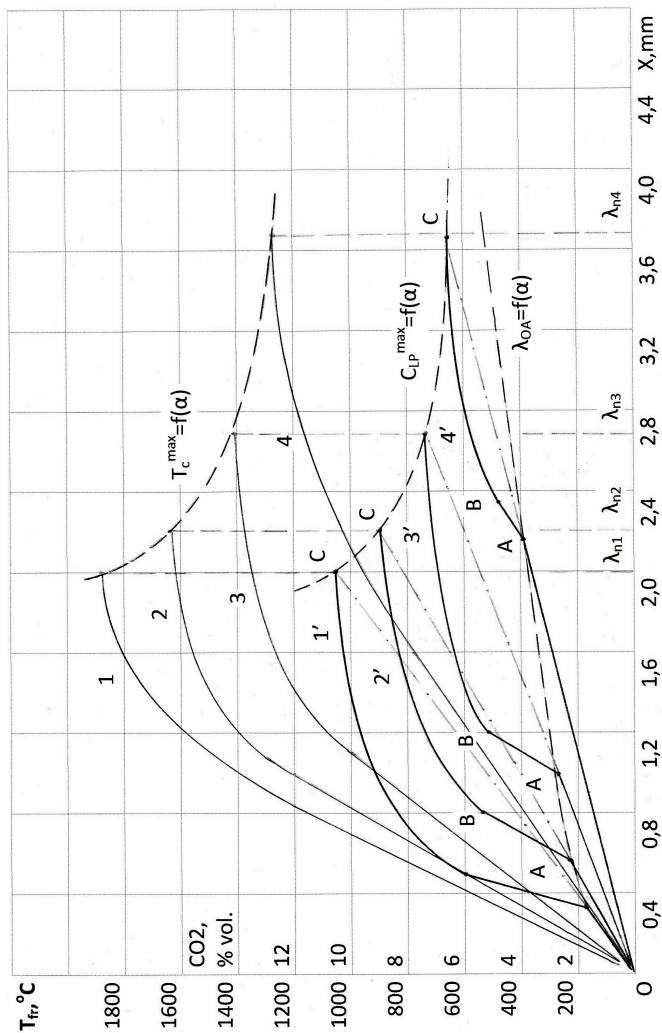
Результаты экспериментальных исследований позволяют сделать вывод о существовании трех характерных зон во фронте пламени и о новых закономерностях для каждой зоны: OA , AB , BC (рис. 9.11).

Существование характерного изгиба CO_2 -профиля в точке A является необходимым условием существования самораспространяющейся волны реакции. Температура в точке A близка к температуре самовоспламенения смеси.

Характеристика зон OA , AB , BC фронта пламени:

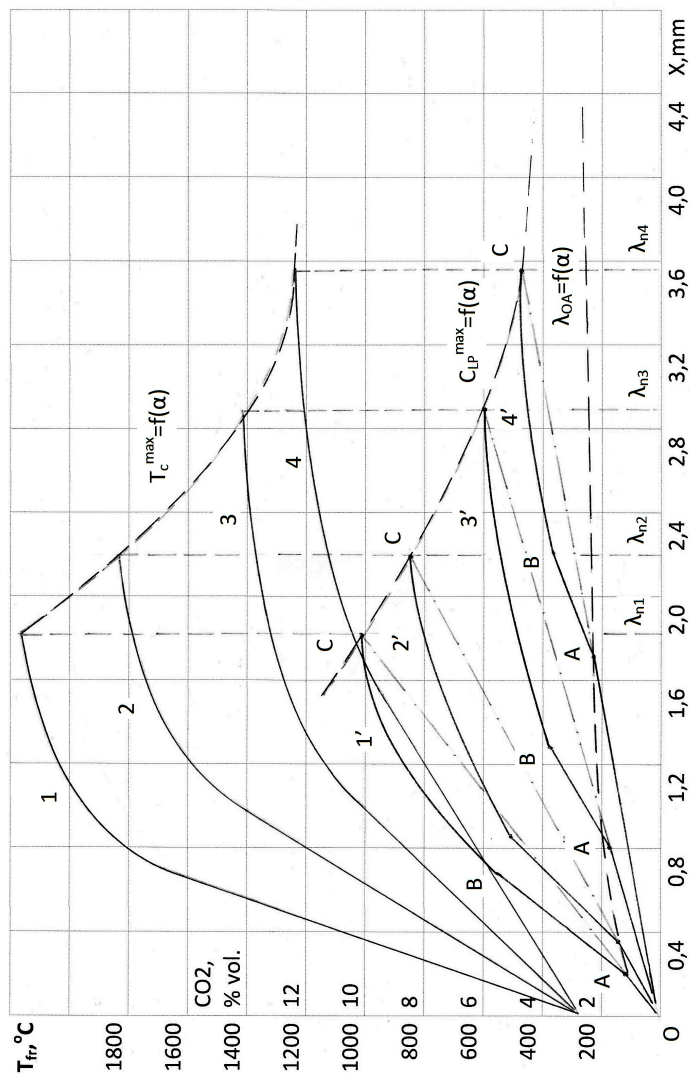
- ширины зоны OA быстро возрастает с увеличением α , и представляет собой часть диффузионной прямой вида: $C_{\text{ЛПР}} = C_{\text{ЛПР}}^{\text{max}}(x/\lambda_n)$;
- ширина зоны AB постоянна при данной T_0 и не зависит от α , (табл. 9.1);
- в области BC концентрация ЛПР изменяется нелинейно из-за влияния диффузионного стока из фронта пламени; его ширина мало зависит от α и T_0 .

Точки A (рис. 9.11) для разных α ложатся выпуклую кривую, а точки B — на вогнутую. Обе кривые сливаются в точке,



1 – $\alpha = 1,08$; $\beta = 30^\circ$; 2 – $\alpha = 1,23$; $\beta = 25^\circ$; 3 – $\alpha = 1,45$; $\beta = 25^\circ$; 4 – $\alpha = 1,70$; $\beta = 20^\circ$.
 (β – угол раскрытия факела при горизонтальном движении зонда и термопары).

Рис. 9.9. T - и CO_2 – профили по ширине ламинарного фронта пламени. $T_0 = 20^\circ \text{C}$



1 – $\alpha = 1,12$; $\beta = 30^{\circ}$. 2 – $\alpha = 1,30$; $\beta = 30^{\circ}$. 3 – $\alpha = 1,80$; $\beta = 30^{\circ}$. 4 – $\alpha = 2,20$; $\beta = 30^{\circ}$.
 (β – угол раскрытия факела при горизонтальном движении зонды и термопары).

Рис. 9.10. T - и CO_2 -профили по ширине ламинарного фронта пламени. $T_0 = 275^{\circ}C$

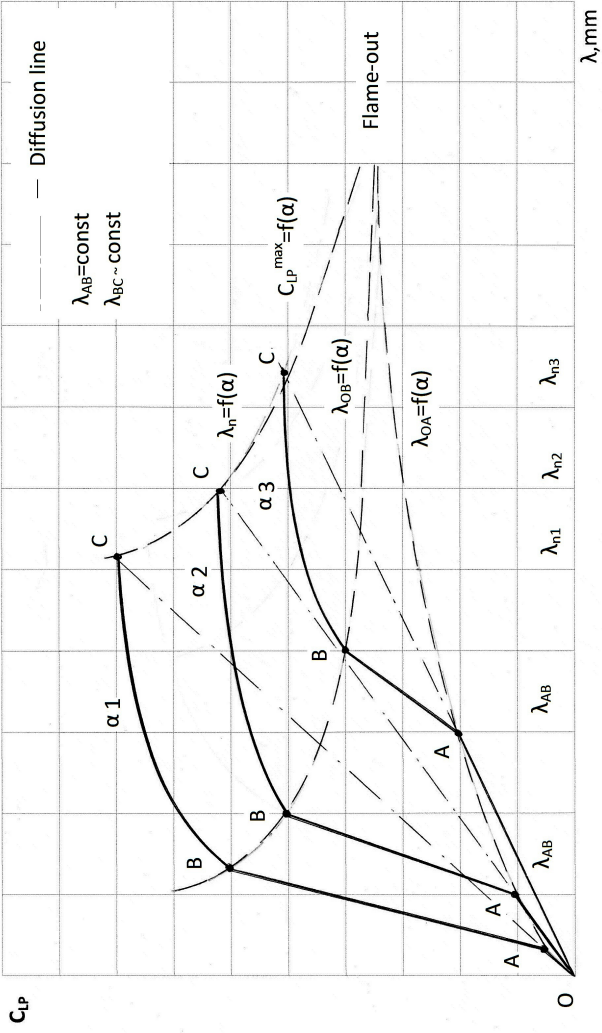


Рис. 9.11. Структурная диаграмма ламинарного фронта пламени для концентрационных пределов

соответствующей ширине фронта пламени при «бедном» срыве, а α соответствует нижнему концентрационному пределу (в данном случае 2,15 и 2,80 соответственно) и при том же коэффициенте диффузии, $D \approx 2,2 \text{ см}^2/\text{с}$.

Если α приближается к критическому значению, тогда T_B приближается к максимальной температуре фронта, которая становится близкой к минимальной температуре горения. При срыве пламени имеет место: $T_c = T_c^{\min} = T_B$.

Пример. Если мгновенно подогреть смесь, находящуюся в замкнутом объеме до температуры выше температуры самовоспламенения, то фронт мгновенно сместится в точку A . Область BC будет равна нулю, так как отсутствует диффузионный сток продуктов сгорания. Для этой неволновой реакции фронт представляет собой диффузионную прямую, соответствующую области AB для фронта волновой реакции. Таким образом, область AB фронта реакции зависит только от начальной температуры и давления и может быть представлен как физическая константа для неволновой химической реакции.

Если среднюю скорость реакции во фронте, K , мы можем определить, используя соотношение:

$$\omega_n = \frac{U_n}{\lambda_n} = \frac{1}{\tau_r} = \frac{K}{C_{\text{ЛПР}}^{\max}}, \quad (9.4)$$

тогда:

$$K = C_{\text{ЛПР}}^{\max} \frac{U_n}{\lambda_n}. \quad (9.5)$$

Для локальных значений K имеет место следующее:

$$\begin{aligned} K_{OA} &\neq f(T_0); & K_{AB} &\sim T_0^{-1}; \\ K_{BC} &\sim T_0^{0.5}; & K_{AB}/K_{OA} &\sim T_0^{-1}. \end{aligned} \quad (9.6)$$

Необходимое условие существования волновой химической реакции — это увеличение скорости образования ЛПР после точки A и наличие его диффузионного стока после точки B . Скорость диффузии ЛПР не зависит от α .

Каждой концентрации ЛПР соответствует определенная температура во фронте пламени независимо от концентрации реагентов

(см. табл. 9.2). Отклонение от этого правила наблюдается только в начальной области фронта и при коэффициентах b , близких к единице. Это вызвано возрастанием погрешности измерений при резком изменении параметров фронта. Но для наших выводов более представительной является область больших α , в которой наблюдается практически полное соответствие концентрации ЛПР и температуры.

Ниже будет показано, что NO -профиль практически повторяет вид («следит») за CO_2 -профилем; образование оксидов азота начинается и завершается на границах ламинарного фронта пламени. Механизм их образования нельзя назвать термическим, этот механизм довольно жестко задается процессом горения.

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.

9.3. Химическая интерпретация структуры ламинарного фронта

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.

На участке OA фронта экспериментальный график CO_2 совпадает с зависимостью $C_{\text{ЛПР}} = C_{\text{ЛПР}}^{\text{max}}(x/\lambda_n)$, описывающей диффузионное распределение CO_2 при скорости его молекул, соответствующей адиабатической температуре горения смеси T_r . Только на физической основе объяснить форму профиля CO_2 на этом участке нельзя, так как величина T_r для молекул CO_2 на нем может поддерживаться лишь в результате их непрерывного образования в зоне реакции вплоть до передней границы фронта.

Реакция образования CO_2 протекает на участке OA по механизму, существенно отличному от механизма, имеющего место

Таблица 9.2
Сопоставление температуры фронта и концентрации ЛПР при разных α

$T_0 = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$							$T_0 = 275\text{ }^{\circ}\text{C}$						
α	CO_2 , %vol.	T_{fr} , $^{\circ}\text{C}$	CO_2 , %vol.	T_{fr} , $^{\circ}\text{C}$	CO_2 , %vol.	T_{fr} , $^{\circ}\text{C}$	α	CO_2 , %vol.	T_{fr} , $^{\circ}\text{C}$	CO_2 , %vol.	T_{fr} , $^{\circ}\text{C}$	CO_2 , %vol.	T_{fr} , $^{\circ}\text{C}$
1,08	2	550	4	650	6	750	1,12	2	800	3	900	4	1000
1,23	2	680	4	950	6	1150	1,30	2	850	3	1020	4	1030
1,45	2	690	4	1080	6	1200	1,80	2	900	3	1080	4	1180
1,70	2	680	4	1080	6	1200	2,20	2	900	3	1080	4	1180

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 .

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^n , отодвигается все дальше от передней границы фронта, а абсолютная величина приращения на нем концентрации CO_2 быстро уменьшается.

Вопрос о соотношении температуры самовоспламенения T_{CB} , которая не есть константа, и температуры зажигания во фронте, которая условна и лишь предположительно может быть связана с величиной T_{CB} , является сложным. Но предварительно отрезок OA ламинарного фронта можно рассматривать как минимальную протяженность зоны реакции, при которой достигается такое развитие процесса, что становится возможным его дальнейшее распространение в смеси независимо от дальнейшего изменения структуры фронта.

Для смеси природного газа с воздухом при α близком к единице и нормальных начальных параметрах в опытах получено:

$$\lambda_{n1} = X_a - X_0 = 0,25 \text{ мм.}$$

На предсрывном режиме в реакторе Лонгвелла с $d_0 = 1,0$ мм теплонапряженность объема, определявшаяся по расходу смеси при $\eta_{cr} = 0,83$ составила при $P = 1$ ата величина $Q_V = 26,7 \cdot 10^8$ ккал/м³·ч [15].

На реакторе с $d_0 = 1,75$ при полном сгорании смеси было получено $Q_V = 33,0 \cdot 10^7$ ккал/м³·ч. Перерасчет по (2.5) на $d_0 = 1,0$ мм дает $Q_V = 36,0 \cdot 10^7$ ккал/м³·ч.

Примем $\lambda_n = 2$ 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 $\lambda_{н1}$:

$$\lambda_{н(ср)} = \lambda_{н} \left(\frac{36,0 \cdot 10^7}{26,7 \cdot 10^8} \right) \left(\frac{0,83}{1,0} \right) = 0,24 \text{ мм.}$$

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

Мы уже могли убедиться, 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 $U_{н}$ 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 (2413 К и 2401 К соответственно) значительно отличаются величиной максимальной скорости: $U_{н} = 58,1$ 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 $U_{н}$, на какой бы основе эти выражения не создавались.

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 [43] 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. Более того в определенном диапазоне изменения $P_{\text{см}}$ вытекает аналогичное T -профилю и свойство всех концентрационных профилей, определяемых кинетикой горения, и, в первую очередь, CO_2 -профиля, по 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^* атома водорода в молекулах и радикалах [44, 45] (табл. 9.3):

Таблица 9.3

Энергия связи Δh^* атома водорода в молекулах и радикалах

Соединение	Δh_n^* [ккал/моль]	Соединение	Δh_n^* [ккал/моль]
H — H	103,3	изо — C_3H_7 — H	94
CH_3 — H	103	н — C_4H_9 — H	94
C_2H_5 — H	98	C — H	81
н — C_3H_7 — H	95	$(\text{CH}_2 = \text{CH}_2) - \text{H}$	104

Мы видим, что величина Δh^* 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 [46]. 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 [47].

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 (1.1) и (7.1).

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

В работе [48] для смеси 7,85% CH_4 + 91,43 O_2 при нормальной начальной температуре и $P_{cm} = 10^{-2}$ МПа, $U_n = 25$ 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 [30]. 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 (6.4): принимая для водорода $n = 1,8$ и $m \approx 0$ [28]:

$$\lambda_{n(H_2O)} = \left(\frac{U_n}{U_{n(H_2O)}} \right) \left(\frac{D_{H_2O}^0}{U_{n(H_2O)}} \right) \left(\frac{T_r}{293} \right)^{1,8} \left(\frac{P_{cm}}{P_0} \right)^{-1}. \quad (9.7)$$

Для данного случая $T_{\Gamma} = 1850$ К [49]. Подставляя все величины в (9.7), получаем $\lambda_{n(H_2O)} = 0,33$ см. Этот результат находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными работы [48].

Рассмотрим еще один пример. В [35] исследовались профили концентраций смеси 9,6% CH_4 — 21,3% O_2 — 69,1% Ar при начальных параметрах $T_{см} = 293$ К и $P_{см} = 4 \cdot 10^{-2}$ МПа, $T_{\Gamma} = 1850$ К, $U_n = 85$ см/с. В переводе на H_2 по данным [50] с учетом величины $P_{см}$ находим $U_{n(H_2O)} = 180$ см/с. По (5.22) получаем: $\lambda_{n(H_2O)} = 0,45$ см. В [35] экспериментальный профиль H_2O дает ширину $\lambda_{n(H_2O)} \approx 0,5$ см.

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

9.4. Общий механизм горения углеводородов

Выше было сказано, что не только λ_n , 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) [45].

$$\begin{array}{ccccccccccccccc} 93,6 & 88,8 & 86,9 & 86,1 & 85,8 & 85,7 & 85,7 & 85,8 & 86,1 & 86,9 & 88,8 & 93,6 \\ C- & C- & C- & C- & C- & C- & C- & C- & C- & C- & C- & C- \end{array} \quad (9.8)$$

Эта энергия практически не изменяется, начиная с пятого углеродного атома от конца цепи. Энергия разрыва $C—C$ -связи

меньше, чем связи С—Н. Энергия разрыва $\text{CH}_3\text{—CH}_2$ -связи больше энергии разрыва связи $\text{CH}_2\text{—CH}_2$ (табл. 9.4).

Таблица 9.4
Значения энергии отрыва водородного атома от группы CH_2

	ккал/моль		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	$\text{н} - \text{C}_3\text{H}_7 - \text{н} - \text{C}_3\text{H}_7$	76,0
$\text{C}_3\text{H}_7 - \text{CH}_3$	81,0	$\text{н} - \text{C}_4\text{H}_9 - \text{CH}_3$	80,0

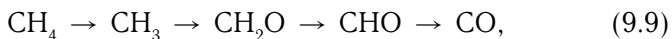
Именно соотношения энергий разрыва связей, приведенные в (9.8) и табл. 9.4, определяют последовательность разрушения длинных цепочных молекул углеводородов во фронте пламени.

Можно сделать вывод о том, что 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, табл. 9.4.

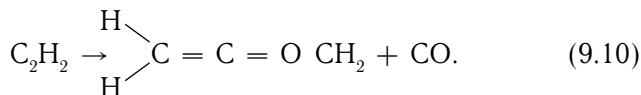
Это положение подтверждается и тем, что для гексано-воздушных смесей величина $\lambda_{\text{н}}$ меньше, чем для метано-воздушных.

Начало горения метана установлено достаточно хорошо [51]: $\text{CH}_4 + M \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H} + M$, 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 [51]:



Для ацетилена она короче [52]:



Но и в этом случае, по сравнению с образованием CO_2 образование H_2O является опережающим (см. [53, с. 169]).

Химико-физический механизм горения разных углеводородов имеет общий характер, а те особенности кинетики, которые обусловлены характером связей атомов углерода, не имеют принципиального значения.

10 ОБРАЗОВАНИЕ ОКСИДОВ АЗОТА ВО ФРОНТЕ ПЛАМЕНИ

Результаты измерения объемных концентраций CO_2 , H_2O и NO по ширине ламинарного фронта пламени метано-воздушной смеси при начальной температуре, $T_0 = 20^\circ\text{C}$, проведенные в [42, 54, 55], представлены на рис. 10.1. Исследования проводились на V-образных факелах с помощью микрозонда с наружным и внутренним диаметрами 0,15 и 0,05 мм соответственно.

Основной особенностью процесса формирования NO во фронте является то, что профиль его концентрации подобен профилю ЛПР. Области ОА и АВ для NO профиля совпадают с аналогичными для ЛПР по положению и ширине. То же по-видимому имеет место и для профилей H_2O . Для уточнения положения характерных областей H_2O профилей необходимы дополнительные точные эксперименты.

Из рис. 10.1 видно, что только в «низкотемпературной» области фронта (отрезок АВ) наблюдается максимальная скорость образования NO . Для смесей с α около 1,0 этот отрезок и точка В расположены в начале фронта, где средняя температура составляет около 750К, а точка В расположена в области с малой эмиссией и с температурой около 900К. Вместе с увеличением α NO -профиль и прямая АВ становятся более пологими и отодвигаются от передней границы фронта, следуя за областью малой эмиссии.

Ширина отрезка АВ составляет примерно 10 % от ширины нормального фронта, но на ней образуется около 45% от всего количества NO .

С увеличением T_0 точка А передвигается к передней границе фронта пламени и NO профиль также становится более пологим.

Процесс формирования NO заканчивается в пределах фронта пламени. Это делает нелогичным разделение оксидов азота, образованных в факелах бедных и стехиометрических смесей на «термические» и «быстрые».

Отметим, что ионный профиль NO^+ , полученный в работе [56] для смеси $CH_4 - O_2 - N_2$, $T_g = 2400K$ весьма близок к NO_x -профилям, полученным в настоящей работе для смеси природного газа (CH_4 98 %) с воздухом.

Влияние начальной температуры на формирование NO неоднозначно и зависит от T_g . Различный характер зависимости $NO_x - T_{cm}$ в разных температурных областях T_g имеет не только практическое значение, но представляет и теоретический интерес с точки зрения выяснения кинетики образования NO_x при горении.

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 [57–59]. Здесь, с точки зрения существующих представлений о механизме образования NO_x , были получены наиболее неожиданные результаты.

10.1. Образование оксидов азота при стадийном сжигании газа

С технологической точки зрения имеется три основных вида (способа) сжигания газа. Они отличаются между собой способом смешения сжигаемого газа с воздухом: 1) горение однородной смеси (кинетическое); 2) диффузионное горение газа; 3) горение с частичным первоначальным смешением газа с воздухом.

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. Исследовались три схемы организации горения: 1) горение частично аэрированной смеси с $\alpha_1 = 0,1–0,6$ в диффузионном атмосферном факеле; 2) двухстадийное горение с догоранием продуктов «богатого» горения первой стадии ($\alpha_1 = 0,7–1,0$) в атмосферном диффузионном факеле с промежуточным отводом тепла; 3) двухстадийное горение с полным промежуточным сгоранием в «бедной» аэрированной смеси на первой стадии ($\alpha_1 = 2,5–2,6$) с последующей подачей газа в продукты сгорания на второй стадии с догоранием в атмосферном диффузионном факеле с промежуточным отводом тепла.

Основные элементы экспериментальной установки.

1. Вертикальная камера сгорания (кварцевая труба с диаметром 22 мм) с настраиваемой высотой в пределах 0–1500 мм и системой водяного охлаждения. Контролируемые параметры: высота камеры сгорания, температура стенок камеры сгорания, температура горения первой ступени, температура продуктов сгорания и максимальная концентрация NO_x на выходе из камеры (на входе во вторую ступень).

2. Стабилизатор пламени первой ступени, предварительный аэратор и электронагреватель. Контролируемые параметры: степень аэрации, температура смеси.

3. Стабилизатор пламени второй ступени с газовым питателем и струйным смесителем. Контролируемые параметры: максимальная температура горения, концентрация C_{NO_x} во второй стадии, расход газа второй ступени.

Вариант 1. Горение частично аэрированной смеси с $\alpha_1 = 0,1–0,6$ в диффузионном факеле.

При горении частично аэрированной смеси факел имеет два соприкасающихся фронта. Внутренний фронт, в котором существует

недостаток окислителя и внешний фронт, в котором продукты неполного сгорания догорают в атмосферном факеле.

Независимо от избытка воздуха предварительной аэрации α_1 и значения T_0 NO_x профиль в такого «сложного» фронта пламени имеет три характерных экстремума: максимум на внешней поверхности внутреннего фронта с объемной концентрацией NO_x 0,006 %, затем минимум 0,001% на внутренней границе внешнего фронта и снова максимум 0,010–0,011% на внешней границе внешнего фронта пламени вблизи области максимальной температуры (рис. 10.2).

Измерение концентрации NO_x по длине камеры сгорания показало, что независимо от T_0 и температуры стенок камеры сгорания, T_{cc} , 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 длине, соответствующей длине факела, которая при кинетическом горении в условиях опыта составляла примерно 25 мм.

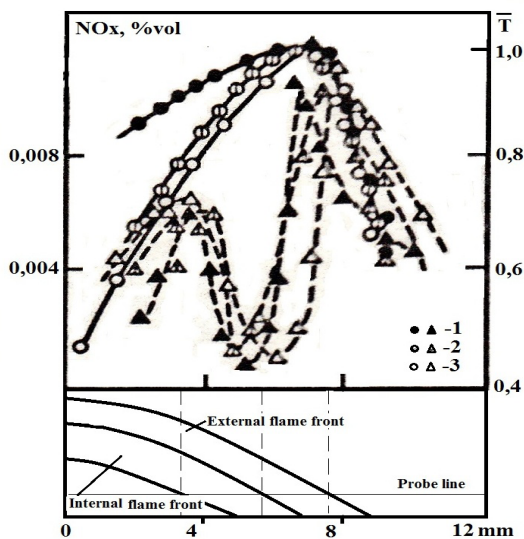


Рис. 10.2. NO_x и T_f – профили при разной предварительной аэрации газа:
1 – $\alpha_1 = 0,1$; 2 – 0,3; 3 – 0,6. — T_f ; - - - NO_x

Абсолютная величина прироста оксидов азота за счет T_{cc} практически не зависит от начальной температуры смеси и линейно повышается с T_{cc} в районе горения. Повышение T_{cc} на $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ увеличивает выход оксидов азота примерно на 100 мг/нм^3 . В литературе неоднократно высказывалась идея о влиянии излучения на окисление азота. Так, в работах [60, 61] исследовались фотохимические реакции с окислением азота, а экстремальный характер зависимости выхода NO_x от размеров сосуда объяснялся действием излучения.

Вариант 2. Двухстадийное горение с неполным промежуточным сгоранием «богатой» аэрированной смеси ($\alpha = 0,7\text{--}1,0$) с догоранием продуктов сгорания первой ступени в атмосферном диффузионном факеле.

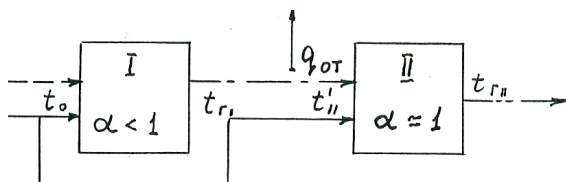


Рис. 10.3. Блок-схема процесса двухстадийного сжигания с неполным промежуточным сгоранием

Газо-воздушная смесь при нормальных параметрах с $\alpha_1 < 1$ сгорает в ламинарном факеле. Изменяя высоту охлаждаемой камеры сгорания можно получить процесс с различной величиной отвода тепла между первой и второй стадиями. 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 в условиях опыта определялось условиями стабилизации факела первой стадии и составляло 0,65.

Результаты опытов представлены в табл. 10.1. T_f — максимальная температура, измеренная на поверхности кинетического ламинарного фронта пламени на первой стадии; T'_1 — осредненное значение температуры на выходе из камеры сгорания; T_2 — максимальная температура, измеренная в диффузионном факеле второй ступени или, если $h_{KC} = 0$.

Так как процесс завершается в атмосфере, а нами измерялись максимальные значения T_2 и $NO_{x(\Sigma)}$, то общий коэффициент избытка воздуха, $\alpha \sim 1$.

Как видно из таблицы, при сжигании предварительно аэрированной смеси в атмосферном факеле без отвода тепла 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 между первой и второй стадиями горения. Чем меньше α_1 , тем больше доля NO_x , образовавшихся на второй стадии горения.

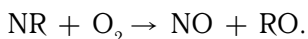
Обнаружено, что при двухстадийном сжигании природного газа с $\alpha_1 < 1$ существует область значений α_1 , близких к единице, при которых величина $NO_{x\Sigma}$ не зависит как от α_1 , так и от температуры горения во второй стадии, $T_{Г2}$, изменяемой путем отвода тепла в промежутке между стадиями, в диапазоне $T_{Г2} = 920 \div 1880$ °С. Это говорит о существовании неизвестного ранее кинетического механизма образования 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 α_Σ не влияет на количество NO_{x2} , образующихся на второй стадии процесса.

Таким образом, при $\alpha_\Sigma = \text{const}$ суммарный выход оксидов азота $NO_{x(\Sigma)}$ не зависит от α_1 и величины отвода тепла после первой стадии горения, то есть: $NO_{x1} + NO_{x2} = NO_{x(\Sigma)} = \text{const}$.

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: $NR + NO_x = \text{const}$.

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



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

Измерение концентраций оксидов азота при двухстадийном сжигании природного газа с не полным промежуточным сгоранием, $T_0 = 20^\circ \text{C}$

Номер режима	α_1	$T_{\Gamma 1}, ^\circ\text{C}$	$NO_{x1}, \text{мг/лм}^3$	$h_{\text{КС}}, \text{мм}$	$T_2', ^\circ\text{C}$	$T_{\Gamma 2}, ^\circ\text{C}$	$NO_{x2}, \text{мг/лм}^3$	$NO_{x\Sigma}, \text{мг/лм}^3$	α_Σ
1	0,70	-	-	0	-	1640	-	77	1,0
2	0,70	1600	12	68	900	1280	68	80	1,0
3	0,75	-	-	0	-	1700	-	104	1,0
4	0,75	1690	20	68	980	1400	83	103	1,0
5	0,75	1690	20	92	820	1200	80	100	1,0
6	0,75	1690	20	140	610	980	80	100	1,0
7	0,78	-	-	0	-	1750	-	98	1,0
8	0,78	1740	22	100	790	1080	82	104	1,0
9	0,80	-	-	0	-	1760	-	100	1,0
10	0,80	1780	28	34	1320	1540	74	102	1,0
11	0,80	1780	28	60	1110	1410	74	102	1,0
12	0,80	1780	28	85	915	1210	70	98	1,0
13	0,80	1780	28	115	750	1050	72	100	1,0
14	0,85	-	-	0	-	1865	-	98	1,0
15	0,85	1825	46	124	720	1000	52	98	1,0
16	0,90	-	-	0	-	1880	-	104	1,0
17	0,90	1865	68	40	1320	1480	32	100	1,0
18	0,90	1865	68	64	1080	1210	36	104	1,0
19	0,90	1865	68	90	920	1030	34	102	1,0
20	0,90	1865	68	115	780	920	34	102	1,0
21	0,95	-	-	0	-	1910	-	103	1,0
22	0,95	1910	93	124	755	890	7	100	1,0
23	1,0	1900	102	0	1900	-	-	100	1,0

Эта общая схема образования NO, объясняющая приведенные зависимости при двухстадийном сжигании газа, не противоречит распространенным взглядам на кинетику образования NO в пламени [62, 63].

Аналогичные исследования проведены для начальных температур, $T_0 = 20\text{--}480\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Во всем исследованном диапазоне $T_0 = 20\text{--}480\text{ }^{\circ}\text{C}$ существует область значений α_1 , где величина α_1 и количество тепла, отведенного от продуктов сгорания первой стадии, вплоть до получения минимальных значений $T'_2 = 600\text{--}700\text{ }^{\circ}\text{C}$, при которых можно получить устойчивый факел второй стадии, не влияя на суммарное количество NO_x после второй стадии горения.

Для смеси с начальной температурой $T_0 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ величина α_1 , равная примерно 0,75, является границей, за которой ее снижение приводит к быстрому уменьшению суммарного выхода оксидов азота. Повышение T_0 смещает эту границу в сторону стехиометрического состава. Так, для $T_0 = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ (максимальная суммарная концентрация оксидов азота $\text{NO}_x^{\text{max}} = 220\text{ мг/нм}^3$) снижение концентрации NO_x начинается уже при α_1 близких к 0,90, а для $T_0 = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($\text{NO}_x^{\text{max}} = 305\text{ мг/нм}^3$) начало снижения происходит при $\alpha_1 = 0,96$.

При более высокой начальной температуре смеси исследования затрудняются проскоками пламени на первой стадии, однако можно предположить, что при приближении к температуре самовоспламенения (около $520\text{ }^{\circ}\text{C}$) указанная граница по α_1 равна 1,0 (рис. 10.4).

Интересно, что график экстраполируется в точку с температурой около $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$, которая близка к температуре изменения агрегатного состояния азота при $\alpha_1 \sim 0,6$ соответствующему верхнему концентрационному пределу.

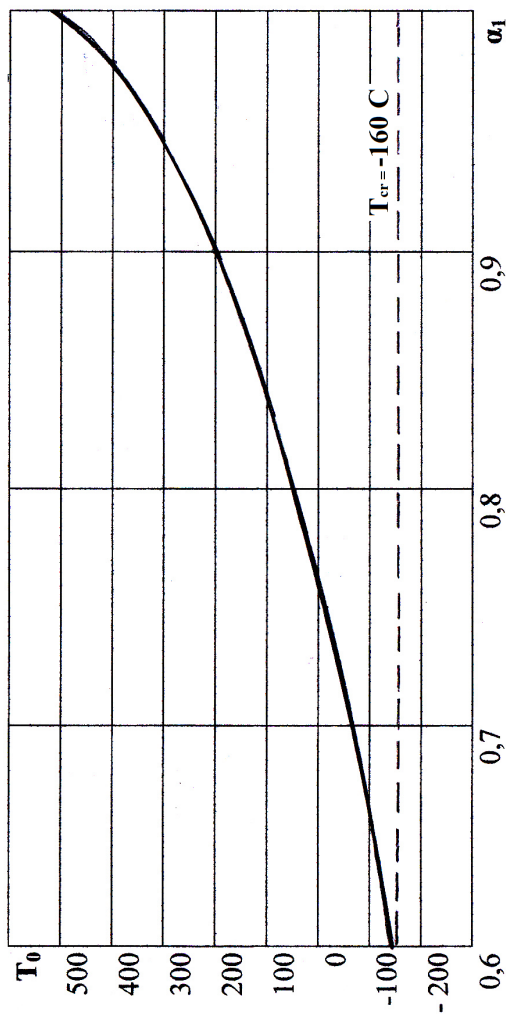


Рис. 10.4. Зависимость критического для эмиссии NO_x значения α_1 от начальной температуры смеси

Вариант 3. Двухстадийное сжигание «бедной» аэрированной смеси ($\alpha_1 = 2,5-2,6$) с дожиганием во второй стадии с подачей метана а диффузионном факеле с промежуточным отводом тепла.

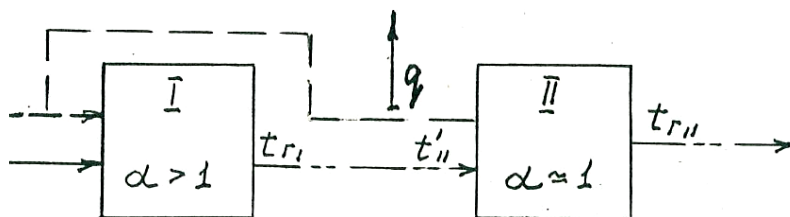


Рис. 10.5. Блок-схема процесса двухстадийного сжигания с полным промежуточным сгоранием

Метано-воздушная смесь сгорает в ламинарном факеле с $\alpha_1 = 2,5-2,6$ при нормальных условиях. Далее продукты сгорания охлаждаются примерно до 400 °С для того, чтобы избежать самовоспламенения на второй стадии, в которой с ними смешивается метан. Далее смесь догорает в диффузионном атмосферном факеле с разными значениями суммарного коэффициента α_Σ . Результаты измерений максимальных концентраций оксида азота представлены в табл. 2.

Табл. 10.2

Измерения концентраций оксида азота при двухстадийном сжигании с полным промежуточным сгоранием

Номер режима	T_0	α_1	T_{C1}	$C_{NO_x(1)}$	T_2	T_{C2}	$C_{NO_x(2)}$	$C_{NO_x(\Sigma)}$	α_Σ
	°С	—	°С	мг/нм ³	°С		мг/нм ³		—
1	360	2,6	1240	8	400	1360	26	34	1,14
2	350	2,5	1260	10	400	1380	32	42	1,09
3	350	2,5	1260	10	410	1400	48	57	1,06

На основании этого эффекта можно сформулировать метод снижения эмиссии NO_x в продуктах сгорания при стадийном горении с избытком воздуха на первой стадии и промежуточным отводом тепла.

10.2. Определение минимальной теоретической концентрации NO_x

Как видно из табл. 10.1 минимальная концентрация NO_x достигается при верхнем концентрационном пределе при $\alpha_1 \approx 0,6$ и составляет примерно 40 мг/м^3 [64, 65]. Эта концентрация не зависит от T_0 и температуры перед второй стадией сгорания. При схеме с $\alpha_1 \gg 1$ в соответствии с табл. 10.2 концентрация NO_x также близка к 40 мг/м^3 .

Выявленную неоднозначность зависимости максимальной концентрации NO_x во фронте пламени от T_0 доказывает также факт, описанный в [66]. При температуре горения 1600 К концентрация NO_x не зависит от T_0 и коэффициента избытка воздуха. Если температура горения возрастает более 1600 К , тогда концентрация NO_x увеличивается, однако, если T_c уменьшается от 1600 К , то концентрация NO_x также уменьшается.

Характерно, что прямые $NO_x^{\max} = f(T_0)$ при $T_c = \text{const}$ пересекаются в точке $T_0 \approx 0 \text{ К}$ (рис. 10.6). Графики 4 и 5 на рис. 10.5 получены из [67] для камер сгорания газотурбинных установок с предварительным подогревом воздуха в регенераторах и постоянной температуре на входе в турбину 650 и $500 \text{ }^\circ\text{С}$ соответственно. Эти графики являются частным случаем перехода рабочей температуры в камере сгорания через значение 1600 К .

Различный характер зависимости $NO_x - T_0$ при разных температурах горения представляет как теоретический интерес для определения кинетики образования NO_x при горении так и имеет практическую важность.

Феноменология образования NO при горении показывает, что они образуются только в пределах фронта пламени, а механизмы их образования следует рассматривать совместно с образованием ЛПР. Объяснение полученных здесь результатов не может быть

осуществлено на основе термической теории или другой применяемой в настоящее время.

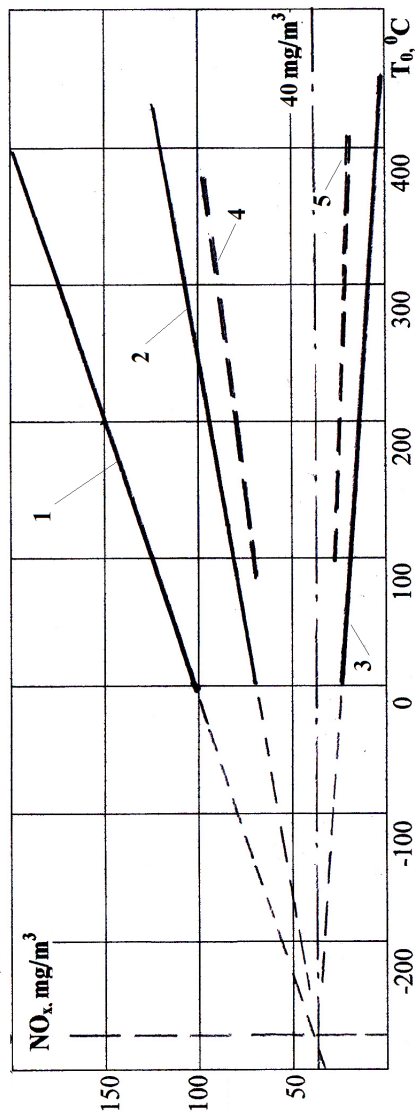


Рис. 10.6. Зависимость NO_x — $T_{\text{св}}$ при $T_r = \text{const}$. 1 — $T_r = 1875^\circ\text{C}$; 2 — 1480°C ; 3 — 1250°C . Данные работы [66], температура за камерой сгорания $t_2 = \text{const}$; 4 — $t_2 = 650^\circ\text{C}$; 5 — 500°C .

11 Стабилизация факела и его срывные характеристики

Стабилизация пламени в потоке горючей смеси является основой всех технологических процессов горения. Стабилизирующая зона обратных токов (ЗОТ) представляет собой такой же реактор, как и сам фронт пламени. Многочисленные наблюдения факелов позволяют предположить, что если соотношение средней температуры и размера ЗОТ меньше определенного значения, то факел не стабилизируется в потоке и происходит его срыв.

Скорость, при которой происходит срыв пламени прямопропорциональна размеру ЗОТ.

Нам уже известно, что фронт пламени состоит из трех характерных зон. Причем температура в точке A фронта близка к температуре самовоспламенения смеси. Таким образом, можно предположить, что для стабилизации пламени необходимый размер ЗОТ должен быть достаточным для формирования ширины OA фронта пламени. При этом в ЗОТ будет достигнута температура самовоспламенения. Другими словами, ЗОТ должна иметь такой размер, чтобы время прохождения через нее потока смеси со скоростью v_0 было не менее времени формирования участка OA фронта, движущегося со скоростью U_n .

Т.е. условие стабилизации пламени:

$$\frac{L_{\text{ЗОТ}}}{v_0} > \frac{\lambda_{OA}}{U_n}. \quad (11.1)$$

Для расчета критических значений перепишем это выражение в виде:

$$\frac{L_{\text{ЗОТ}}^{\min}}{v_0^{(\text{cp})}} = \frac{\lambda_{OA}}{U_n}. \quad (11.2)$$

Пример. Для стехиометрической смеси метан-воздух при нормальных условиях ширина участка OA нормального фронта около 0,25 мм, $U_n = 300$ мм/с. Для практических расчетов длину ЗОТ можно принимать в шесть раз большей, чем ширина стабилизатора, $b_{\text{ст}}$. Тогда при $b_{\text{ст}} = 5$ мм, $L_{\text{ЗОТ}} \approx 30$ мм, $v_0^{(\text{cp})} \approx 36$ м/с. Для $b_{\text{ст}} = 15$ мм $v_0^{(\text{cp})} \approx 108$ м/с, а и т.д. В реальных условиях при больших размерах $b_{\text{ст}}$ скорость срыва увеличивается относительно

расчетной на 30–40% при приближении размера проточной части к $b_{\text{ст}}$ за счет взаимодействия ЗОТ стабилизатора с турбулентной структурой потока смеси.

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. 11.1).

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 $M = 20$.

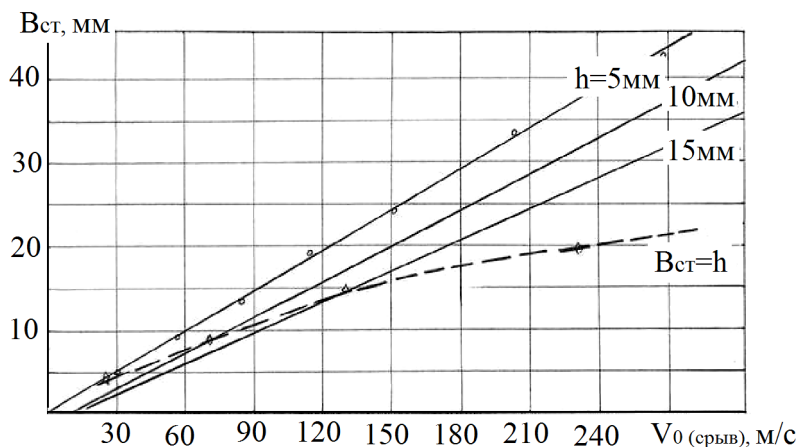


Рис. 11.1. Зависимость между скоростью срыва факела и характеристическим размером стабилизатора.
(Метан–воздух; $P_{\text{см}} = 0,1$ МПа; $T_{\text{см}} = 300$ К; $\alpha = 1$)

12 Микродиффузионный механизм горения

12.1. Структура микродиффузионного факела

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.

При использовании водородного топлива максимальная теплонапряженность горения смеси почти в 20 раз возрастает. Примерно настолько же возрастает и значение удельной объемной теплонапряженности ω_n . 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. 12.1).

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

Для обеспечения максимальной устойчивости факела следует использовать плоские стабилизаторы, обеспечивающие оптимальную концентрацию смеси в ЗОТ путем оптимизации начального распределения газа и организации микродиффузионного факела (рис. 12.2).

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

компонентом. Здесь масштаб дробления молей газа и воздуха того же порядка, что и масштаб турбулентности, т.е. $\delta \sim 1$ т.

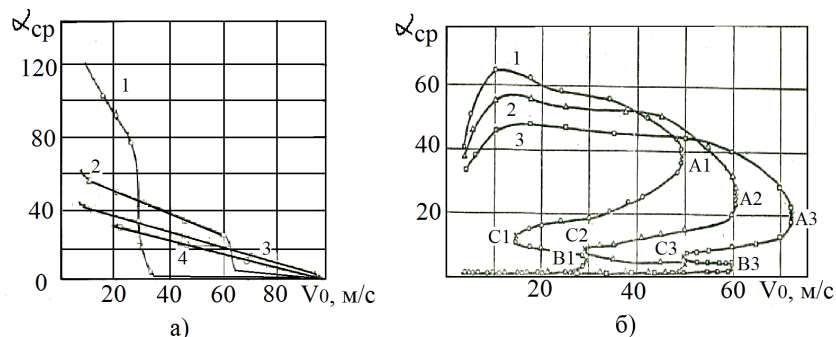


Рис. 12.1. Срывные характеристики круглого (а) и плоского (б) коллектора-стабилизатора:
 а) 1 – $D_n = 8$ мм; 2 – 14; 3 – 22; 4 – 32;
 б) 1 – $a_{ст} = 7,5$ мм; 2 – 12; 3 – 18

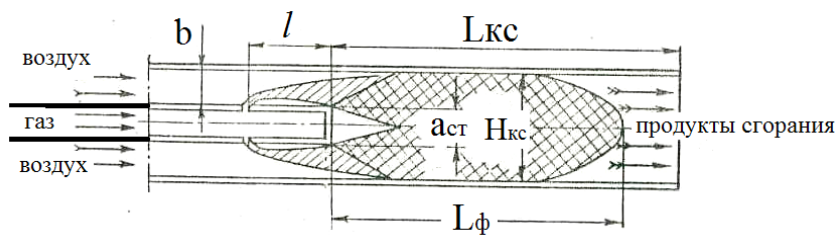


Рис. 12.2. Схема микродиффузионного факела в камере сгорания

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 [10]. Область устойчивого горения микродиффузионного факела показана на рис. 12.3.

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.

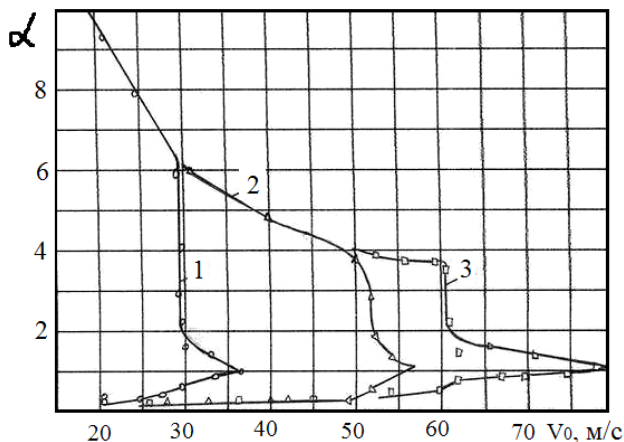


Рис. 12.3. Области устойчивости микродиффузионного факела на прямоугольном коллекторе-стабилизаторе: (1 – $b_{ст} = 7,5$; 2 – 12; 3 – 18)

Длина микродиффузионного факела при значениях общего коэффициента избытка воздуха, превышающих максимальный избыток для кинетического факела, такая же, как у кинетического факела при $\alpha = 1,2\text{--}1,5$. Это обусловлено автомодельностью механизма начального распределения газа в воздушном потоке, когда местные значения α в районе стабилизатора сохраняются в диапазоне горючих концентраций и мало зависят от общих значений α .

Автомодельность процесса горения достигается распределением топлива в потоке окислителя большим числом малых струй, подаваемым в него под углом β вблизи от среза стабилизатора. Значение α в зоне рециркуляции за стабилизатором при этом определяется только относительным шагом отверстий, S . В основе расчета S лежит величина глубины проникновения струй

в воздушный поток с учетом аэродинамической структуры их взаимодействия. Для плоского стабилизатора:

$$S_{\text{ш}} = \frac{\alpha_{\text{зот}} L_0}{8K_s \sin \beta \left(\frac{\rho_r}{\rho_b} \right)^{0,5}}, \quad (12.1)$$

где L_0 — стехиометрический коэффициент;

K_s — коэффициент, учитывающий изменение концентраций газа по высоте струи.

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 $S_{\text{ш}}$ 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 $L_0 = 9,45 \text{ м}^3/\text{м}^3$ имеет место $S_{\text{ш}} = 3,1$. В общем случае коэффициент K_s немного зависит от шага между отверстиями, но в диапазоне практических значений шага его можно считать постоянным.

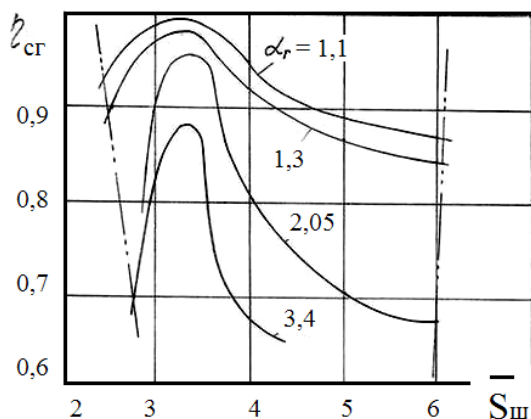


Рис. 12.4. Зависимость полноты сгорания от относительного шага для щелевого канала; топливо — природный газ ($\text{CH}_4 98\%$) и воздух при нормальных начальных параметрах: $b = 20 \text{ мм}$, $l = 14 \text{ мм}$; водоохлаждаемая камера сгорания $100 \times 100 \text{ мм}$, $L_{\text{кв}} = 600 \text{ мм}$, $v_b = 15 \text{ м/с}$: 1 — $d = 1,2 \text{ мм}$; 2 — $2,0$; 3 — $3,0$; — ... — граница устойчивого горения.

Экспериментальные данные по полноте сгорания (рис. 12.4) подтверждают полученный результат. Факел не стабилизируется коллектором при $S_{\text{щ}} < 2,4$ и $S_{\text{щ}} > 6$. Если в (12.1) вместо α_r подставить пределы горючих концентраций: верхний — 0,6 и нижний — 1,9, то получим: минимальный шаг $S_{\text{щ}} = 1,86$, а максимальный — 5,9, что полностью согласуется с экспериментом.

При аналогичном аналитическом исследовании можно получить приведенный относительный шаг для многорядных газораздаточной системы:

$$S_{\text{щ}(m)} = 1/\Sigma^m(1/S_i) \quad (12.2)$$

Интенсивность горения при двухрядной подаче газа всегда ниже, чем при однорядной из-за нарушения атомодельности процесса. Но 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 и использование многорядных газораздаточных систем. Особое значение это может иметь для камер сгорания ГПВРД, работающих на криогенных топливах в области $\alpha_r < 1$.

Для круглых горелок, состоящих из внутренней трубы с радиусом $r_{\text{вн}}$ и корпуса с внутренним радиусом $r_{\text{н}}$ имеет место следующее:

— при периферийной подаче газа, вводя $R = r_{\text{вн}}/r_{\text{н}}$:

$$S_{\text{кр}}^{(n)} = S_{\text{щ}}(1 - ((R^2 + 1)/2)^{0,5}/(1 - R^2)) \quad (12.3)$$

— при центральной подаче газа, вводя $R = r_{\text{н}}/r_{\text{вн}}$:

$$S_{\text{кр}}^{(n)} = S_{\text{щ}}(((R^2 + 1)/2)^{0,5} - 1)/(R^2 - 1) \quad (12.4)$$

Изложенные выше принципы проектирования и методика расчета стабилизаторов следует применять при создании перспективных камер сгорания. Разработана камера сгорания с фронтным устройством из трех кольцевых микродиффузионных стабилизаторов [68]. 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 (рис. 12.5).

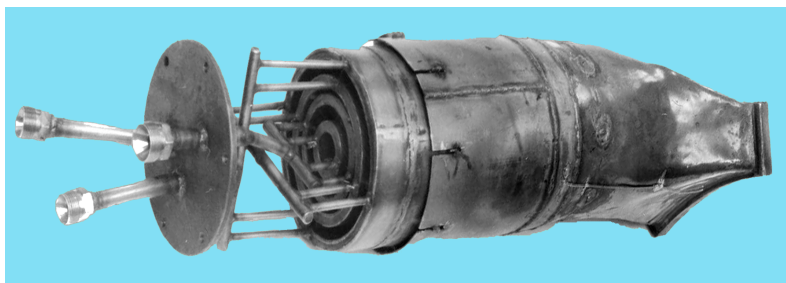


Рис. 12.5. Камера сгорания с микродиффузионным фронтным устройством

Максимальная аналогия с оптимальной организацией газового факела при сжигании жидкого топлива может быть обеспечена за счет применения воздушного распыления жидкого топлива и подачи его, как и газа, большим числом струй (в данном случае двухфазных) [69].

12.2. Расчет микродиффузионного факела

Масштаб дробления молей газа и воздуха в микродиффузионном механизме того же порядка, что и масштаб турбулентности, т.е. $\delta \approx l_t$. Время смешения примерно равно времени горения:

$$\tau_{\text{физ}} = \delta^2 / D_t = \delta / (l_t v' + D). \quad (12.5)$$

Это означает, что при сильной турбулентности скорость распространения фронта горения близка к пульсационной составляющей скоростного потока:

$$U_t = ((l_t v' + D) / \tau_{\text{физ}})^{0.5} \approx v'. \quad (12.6)$$

Толщина фронта пламени определяется при предположении, что через моль газа фронт проходит со скоростью U_t , тогда:

$$\lambda_{\text{мд}} = U_t \tau_{\text{физ}} = ((l_t v' + D)/\delta) (\delta^2/(l_t v' + D)) = \delta. \quad (12.7)$$

Интенсивность процесса горения, характеризуемая количеством смеси, сгорающей в единице объема зоны горения, при плоском фронте пламени для этой схемы составляет:

$$\omega_{\text{мд}} = U_t / \lambda_{\text{мд}} \approx v' / \delta. \quad (12.8)$$

Выясним область применения зависимости (12.8). Для этого сравним рассматриваемый случай с горением однородной смеси, исходя из того, что кинетическое горение имеет максимальную интенсивность процесса. Согласно модели поверхностного горения однородной смеси в турбулентном потоке скорость распространения фронта пламени:

$$U_t \approx U_n (1 + v'/U_n). \quad (12.9)$$

Для сильной турбулентности, когда $v' \gg U_n$, пренебрегая величиной нормальной скорости горения U_n , как и выше, получаем $U_t \approx v'$. При времени горения моля l_t/U_t ширина турбулентного фронта пламени составит (с точностью до λ_n , который для реальных условий на 1–2 порядка меньше l_t):

$$\lambda_t \sim l_t v'/U_n. \quad (12.10)$$

Таким образом, по мере роста скорости пламени растет и ширина его фронта. Интенсивность в плоском турбулентном фронте пламени однородной смеси:

$$\omega_k = U_t / \lambda_t \approx U_n / l_t. \quad (12.11)$$

Следовательно, при заданном масштабе турбулентности потока интенсивность горения определяется макрокинетической характеристикой горячей смеси U_n и остается постоянной. Однако при $l_t \rightarrow 0$ опять имеем $\omega_k \rightarrow \infty$.

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. В этом случае для толщины фронта микродиффузионного пламени используя (12.10) можно записать:

$$\lambda_{\text{мд}} = l_T v' / K U_n, \quad (12.12)$$

где $K < 1$ — коэффициент, зависящий от масштаба дробления; при $\delta \rightarrow \lambda_n$ $K \rightarrow 1$.

Из феноменологической зависимости, выведенной вначале для ω_ϕ вытекает:

$$\omega_{\text{мд}} = K U_n / (l_0 + a), \quad (12.13)$$

где l_0 — характеристический размер горячей струи;

a — средняя толщина микродиффузионного фронта пламени при выгорании моля.

На основании экспериментальных данных $a \approx \lambda$ для $\alpha = 1$ при $K = 1,3$ [70-72].

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы горения углеводородных топлив (под ред. Хитрина Л.Н., Попова В.А.). — М.: 1960. — 664 с.
2. Таблицы физических величин (под ред. Н. К. Кикоина). — М.: Атомиздат, 1976. — 1006 с.
3. Справочник химика, т.3. (гл. ред. Б. П. Никольский). — М. — Л.: Химия, 1965. — 1005 с.
4. Крыжановский В. Н. Исследование структуры и расчет ширины нормального фронта пламени. — В кн.: Распределение и сжигание газа. — Саратов, 1980. — С. 100—108.
5. Гордон Е. Б., Дроздов М. С., Светличный С. И. О максимальных температурах, достижимых в химических реакциях. — ФГВ, 1980, т. 16. — № 2. — С. 66—73.
6. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Особенности горения газов в сильном турбулентном потоке. — ФГВ, 1977, т.13. — № 4. — С. 499—511.
7. 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.
8. Козаченко Л. С. Горение бензино-воздушных смесей в турбулентном потоке. — В кн.: Третье всесоюзное совещание по теории горения. ТІ. — М.: изд-во АН СССР, 1960. — С. 126—137.
9. 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.
10. 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.
11. Щелкин К. И. О сгорании в турбулентном потоке. — ЖТФ, т. 13, в. 9-10, 1943. — С. 520—530.
12. Clarkc A., Harrison A. — 7-th Symp. Combust. — London, 1959. — P. 664—673.

13. Herbert M. K. — 8-th Symp. Combust. — Baltimore, 1962. — P. 970—982.
14. Процессы горения (пер. с англ., ред. Б. Льюис, Р. Н. Пиз, Т. Х. Тейлор.) — М.: изд-во ФМЛ, 1961. — 542 с.
15. Лонгвелл, Вейс. Скорость высокотемпературных реакций при горении углеводородов. — ВРТ, 1956. — С. 111—133.
16. Williams Y. C., Hottel H. C., Morgan A. C. Ibid. — P. 913—925.
17. 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.
18. Вулис Л. А. Замечания о структуре факела однородной смеси. Там же. — 40—46 с.
19. Вулис Л. А., Ярин Л. П. Аэродинамика факела. — Л.: Энергия, 1978. — 216 с.
20. Власов Е. В., Гиневский А. С. — изд-во. АН СССР. Механ. жидк. и газа, 1967.— № 4. — С. 133—139.
21. 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.
22. Pratt D. T., Strakman E. S. — 12-th Symp. Combust., Pittsburgh, 1969. — P. 891—900.
23. Крыжановский В. Н. Структура и расчет турбулентного факела. — изд-во вузов — Энергетика, 1965. — № 4. С. 52—57.
24. Крыжановский В. Н. Теоритическое и экспериментальное исследование горения турбулентной смеси в турбулентном потоке: автореф. дис. ...канд. тех. наук. — К., 1965. — 24 с.
25. Семенов Н. Н., Шилов А. Е., Веденеев В. И. и др. Явление энергетического разветвления цепей в химических реакциях. Открытие. Диплом № 172, 1982.
26. Кикоин И. К., Кикоин А. К. Молекулярная физика. — М.: Физматгиз, 1963. — 500 с.
27. Щетинков Е. С. Физика горения газов. — М.: Наука, 1956. — 740 с.

28. Спейшер В. А. Сжигание газа на электростанциях и в промышленности; изд-е 2-е. — М.: Энергия, 1967. — 252 с.
29. Основы горения углеводородных топлив (пер. с англ. под ред. Л. Н. Хитрина и В. А. Попова.) — М.: ИЛ, 1960.— 664 с.
30. 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.
31. Симон Д., Белз Ф., Спаковский А. Исследование областей воспламенения некоторых бедных углеродо-воздушных смесей. Там же. — С. 100—110.
32. Заказнов В. Ф., Куршева Л. А., Федина З. И. Определение нормальных скоростей и критических диаметров гашения пламени аммиачно-воздушных смесей. — ФГВ, 1978, т.14. — № 4. — С. 22—26.
33. Дубинин В. В., Колесников Б. Я., Ксандопуло Г. И. О корректности зондового отбора проб в пламени. — ФГВ, 1977, т.13. — № 6. — С. 920—924.
34. Крыжановский В. Н. Исследование ширины зоны горения в ламинарном пламени. Вестник Киевского политехнического института, серия теплоэнергетики, 1974. — С. 3—7.
35. Lazzaza C.P., Biordi J.C., Papp J.F. Combust. And Flame, 1973, v.21. — № 3. — P. 371—382.
36. Stephenson P. L., Taylor R.J. — Combustion and Flame, 1973, v. 20. — № 2. — P. 231—244.
37. Blegjian L. Combustion and Flame, 1973, v. 20. — № 1. — P. 5—17.
38. Гарнер Ф., Лонг Р., Торлей Б. Сравнение шлирен-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.
39. Дубовкин Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. — М. — Л.: Госэнергоиздат, 1962. — 228 с.
40. Ксандопуло Г. И. Фронт пламени и ингибирование процессов горения: дис. докт. хим. наук. — Алма-Ата, 1974. — 346 с.

41. Крыжановский В. Н. Феноменологические основы теории горения газов: автореф. д.ф.-м. н. А.Н. СССР, ИХФ. — Черноголовка, 1986.
42. Крыжановский В.Н., Крыжановский Ю.В. Феноменологические основы контроверзной теории горения. Освита Украины, 2011, 175с.
43. Фристром Р. М., Вестенберг А. А. Структура пламени. — М.: Металлургия, 1969. — 364 с.
44. Заказнов В. Ф., Куршева Л. А., Стрижевский И. И., Федина З. И. Гашение пламени аммиачно-кислородных смесей. — ФГВ, 1976, т.12. — № 1. — С. 132— 133.
45. Suzuki N., Oba V., Hizano T.,Tsuji H. — Bull of JSME, 1979,v.22, 168. — P. 848— 856.
46. Hurle J. R., Price R .B., Sugden T. M., Thomas A. — Proc. Roj. Sos., 1968.— № A303. — С. 409—427.
47. Fox M. D., Weinberg F. J. — 13-th Symposium jn Combust., Pittsburgh, Pensylvania, 1971. — P. 641—648.
48. Westwnberg A. A., Fristrom R. M. - J. Phys.Chem., 1960, v.64. — № 10. — P. 1393—1398.
49. Bertrand C. Delbourgo R. Combustion and Flame, 1981, v.41. — № 3. — P. 235—242.
50. 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.
51. 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.
52. Ловачев Л. А. Об определении макрокинетических характеристик пламени. — ФГВ, 1976, т.12. — № 5. — С. 786—789.
53. Ксандопуло Г. И. Химия пламени. — М.: Химия, 1980. — 256 с., С. 109.
54. Крыжановский В. Н. Модельные исследования образования окислов азота в топливосжигающих устройствах. Окислы азота в продуктах сгорания топлив. — К.: Наукова думка, 1981.

55. Крыжановский В. Н., Сигал А. И., Спейшер 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.

56. 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.

57. 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.

58. Крыжановский В. Н., Сигал А. И. Особенности динамики образования окислов азота при двухстадийном сжигании газа. — изд-во вузов. «Энергетика», 1980. — № 8. — С. 45–50.

59. 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.

60. Мурзаков В. В. Основы теории и практики сжигания газа в паровых котлах.-М.: Энергия,1996. — 464 с.

61. 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.

62. Merriam E. L., Levy A. — 13-th Symposium on Combust., Pittsburgh, 1974. — P. 1073–1083.

63. Debrou J.B., Joodinga J.M., Bohme D.K.- Combust. And Flame, 1980, v.39.— № 1. — P. 1–19.

64. Крыжановский В. Н. Исследования по образованию и подавлению окислов азота при сжигании газа. — Образование окислов азота в процессах горения и пути снижения их выброса в атмосферу. — К.: «Знания» УССР. 1977. — С. 16–17.

65. Крыжановский В. Н. Образование и технологические методы подавления оксидов азота при горении топлива (обзор). — К.: Пром. теплотехника, т. 12. — № 5, 1990.

66. 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.

67. Крыжановский В. Н. Recent Developments in the Theory of Combustion of Gases (A Survey). — Heat Transfer Research, vol. 24. — No. 4, 1992.

68. Крыжановский В. Н. Крыжановский Ю. В. Камера сгорания газотурбинной установки. — Патент Украины № 75945. — 2004 .

69. Крыжановский В. Н., Савельев Ю. Н. Расчет и аналитическое исследование диффузионных газовых горелок. — Киев: изд-во. вузов, Энергетика. — № 2, 1987.

70. Крыжановский В. Н. Анализ и исследование модели микродиффузионного факела. — К.: Теплофизика и теплотехника. — № 27, 1974.

71. Крыжановский В. Н. Определение ширины нормального фронта пламени стехиометрических и бедных смесей с разным химическим составом. — К.: Пром. теплотехника, 1984, т. 6. — № 3.

72. Крыжановский В. Н. Improvement of Combustion of Gaseous and Liquid Fuels (A Survey). — Heat Transfer Research, vol. 24.— No. 5, 1992.

Научное издание

**Ю.В. КРЫЖАНОВСКИЙ
В.Н. КРЫЖАНОВСКИЙ**

СТРУКТУРА И РАСЧЕТ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА

Авторская редакция

Подписано в печать _____.2012.
Формат 60×84/16. Гарнитура «Литературная».
Усл.-печ. л. 5,58. Тираж 100 экз.

Видавництво «Освіта України»,
04136, м. Київ, вул. Маршала Гречка, 13, оф. 218.
Свідомство про внесення до Державного реєстру
суб'єктів видавничої справи ДК №1957 від 23.04.2009 р.
Тел./факс (044) 507-04-52, (097) 479-78-36, (063) 237-59-92.
E-mail: osvita2005@gmail.com, www.rambook.ru

Видавництво «Освіта України» запрошує авторів до співробітництва по друку видань, які стосуються питань управління, модернізації, інноваційних процесів, технологій, методичних і методологічних аспектів освіти і навчального процесу в вищих навчальних закладах. Надаємо всі види видавничих і поліграфічних послуг.