

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

О.В. ИОВЛЕВА, В.М. ЛАРИОНОВ, Е.В. СЕМЕНОВА

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

Учебное пособие



КАЗАНЬ

2024

УДК 662.61, 662.62

ББК 24.5

Ш25

Рекомендовано к изданию

*Учебно-методической комиссией института искусственного интеллекта,
робототехники и системной инженерии КФУ
(протокол №__ от _____.)*

Рецензенты:

доктор технических наук, доцент **Шарифуллин С.Н.**
кандидат технических наук, научный сотрудник **Фадеев С.А.**

Иовлева О.В., Ларионов В.М., Семенова Е.В.

Ш25 Физика горения: Учебное пособие / О.В. Иовлева, В.М. Ларионов,
Е.В. Семенова. – Казань: Издательство Казанского университета, 2024. – 110 с.

Процессы горения широко используются в различных энергетических установках, как промышленного назначения для преобразования энергии топлива в тепловую энергию, так и в различных двигателях внутреннего и внешнего сгорания. На сегодня по теории и физики горения и взрыва имеется довольно большое количество учебников и различных пособий. Однако горение – это сложная самоускоряющаяся химическая реакция окисления, особенно когда это касается вибрационного и турбулентного горения. Поэтому на сегодня все аспекты процесса горения до конца не изучены. Авторы данного пособия полагают, что изложенные материалы в издании будут дополнением к имеющимся литературным источникам по вопросам теории и физики горения.

Пособие предназначено для студентов технических вузов, изучающих вопросы теории и физики горения. Оно может быть полезным и для аспирантов и молодых научных работников, занимающихся фундаментальными исследованиями и прикладными разработками в области физики горения и взрыва, теплофизики и теплотехники, механики реагирующих газов.

УДК 662.61, 662.62

ББК 24.5

© **Иовлева О.В., Ларионов В.М., Семенова Е.В.**

© **Издательство Казанского университета, 2024**

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1. ТОПЛИВО	7
1.1. Основные свойства твердого топлива	7
1.2. Теплота сгорания топлива	9
1.3. Определение теплоты сгорания топлива	12
Контрольные вопросы	14
2. МАТЕРИАЛЬНЫЙ БАЛАНС ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ	15
2.1. Расход воздуха и продукты сгорания топлива. Коэффициент избытка воздуха	15
2.2. Основное уравнение горения	19
2.3. Уравнение неполного горения	21
Контрольные вопросы	23
3. ГОРЕНИЕ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ	24
3.1. Распространение пламени	24
3.2. Определение кинетических констант горения	29
3.3. Условия устойчивой работы кинетических горелок	31
3.4. Турбулентное горение предварительно подготовленных смесей	36
3.5. Диффузионное горение газов	39
Контрольные вопросы	42
4. ГОРЕНИЕ ЖИДКИХ ТОПЛИВ	43
4.1. Основные особенности горения жидкого топлива	43
4.2. Горения капли жидкого топлива	44
4.3. Сжигание жидких топлив в факеле	46
4.4. Распыливания жидкого топлива	48
Контрольные вопросы	49
5. ГОРЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ	50
5.1. Основы кинетики горения углерода	50
5.2. Горение угольной пыли в факеле	58
5.3. Свойства угольной пыли	61
Контрольные вопросы	64
6. РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ	65

6.1. Горение в потоке	65
6.2. Структура ламинарного пламени	72
6.3. Вибрации при горении	88
6.4. Турбулентное горение	92
Контрольные вопросы	98
7. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ И ДЕТОНАЦИЯ	100
7.1. Предельные режимы дефлаграционного горения	100
7.2. Взрывы, возникновение ударных волн	102
7.3. Особенности детонации газопаровоздушных систем	105
Контрольные вопросы	108
Литература	109

ВВЕДЕНИЕ

Горение – это сложная самоускоряющаяся химическая реакция окисления, в основе самоускорения которой лежит интенсивное выделение тепла и (или) активных химических частиц и образование положительной обратной связи и которая в результате физических факторов, процессов переноса (теплопроводность, диффузия, конвекция, излучение) способна к распространению в пространстве.

Процесс горения можно разделить на 2 основные группы:

- 1) гомогенное горение – горение газообразных горючих (характеризуется системой «газ + газ»);
- 2) гетерогенное горение – горение твердых и жидких горючих (характеризуется системой «твердое тело + газ» или «жидкость + газ»).

Время горения топлива складывается из времени протекания физических и химических процессов. Время протекания физических процессов состоит из времени, необходимого для смешивания топлива с окислителем, и времени, в течение которого топливно-воздушная смесь подогривается до температуры воспламенения. Время горения определяется скоростью наиболее медленного процесса.

Также одним из важнейших параметров является скорость горения – от медленного до мгновенного. Медленное горение – самовозгорание твердого топлива при его хранении на складах. Мгновенное горение представляет собой взрыв. В теплоэнергетических установках практическое значение имеет такая скорость реакции, при которой происходит устойчивое горение, т.е. при постоянной подаче в зону горения топлива и окислителя. При этом соотношение концентрации топлива и окислителя должно быть определенным. При нарушении этого соотношения (богатая смесь, бедная смесь) скорость реакции снижается и уменьшается тепловыделение на единицу объема.

Таким образом, горение является первым сложным техническим процессом, освоенным человечеством. В истории прогресса техники этот процесс занимал и продолжает занимать очень важное место,

являясь основой современной энергетики, многих технологических производств, транспорта и быта.

Значительный вклад российской науки в изучение механизмов горения, явлений, связанных с процессами горения, связан с именами таких выдающихся ученых, как В.А. Михельсон, Н.Н. Семенов, Я.Б. Зельдович, К.И. Щелкин Д.А. Франк-Каменецкий, Л.Д. Ландау, Р.И. Солоухин, Б.В. Раушенбах и многих других.

Глубокое понимание хода процесса горения в энергетических установках, необходимое при практических расчетах горения на разных его стадиях, требует детального изучения теории горения студентами физико-технических специальностей, включает материал семестрового курса лекций «Физика горения», созданного на кафедре технической физики и энергетики Казанского федерального университета.

Предлагаемое пособие построено в соответствии с учебной программой по дисциплине «Физика горения» для подготовки бакалавров по специализированной программе «Теплофизика» направления 16.03.01 «Техническая физика» Казанского федерального университета.

Учебное пособие так же может быть полезно для студентов старших курсов и аспирантов, проходящих подготовку в рамках специальностей 01.04.17 – «Химическая физика, в том числе физика горения и взрыва», 01.04.14 – «Теплофизика и теоретическая теплотехника», 01.02.05 – «Механика жидкости, газа и плазмы».

1. ТОПЛИВО

Энергетическим топливом называются горючие вещества, которые экономически целесообразно использовать для получения в промышленных целях больших количеств тепла. Основными его видами являются органические топлива: торф, горючие сланцы, угли, природный газ, продукты переработки нефти.

По способу получения различают природные и искусственные топлива. К *природным* относятся натуральные топлива: уголь, сланцы, торф, нефть, природные газы. Из твердых топлив к *искусственным* относятся кокс, брикеты угля, древесный уголь; из жидких – мазут, бензин, керосин, соляровое масло, дизельное топливо, из газовых – газы доменный, генераторный, коксовый, подземной газификации [1].

1.1. Основные свойства твердого топлива

Состав топлива. Твердое топливо состоит из горючей части – углерода, водорода, серы (входящей в органические соединения, а также находящейся в соединении с железом в виде серного колчедана) – и негорючей, в которую входят так называемый внутренний балласт – азот и кислород – и внешний балласт – влага и минеральные негорючие вещества, превращающиеся после сжигания в золу. Условно сумма всех указанных составных частей элементарного состава в процентах от общего веса «рабочего» топлива выражается следующим образом:

$$C^P + H^P + O^P + N^P + S_{op+k}^P + A^P + W^P = 100\% \quad (1.1)$$

где C – углерод, H – водород, O – кислород, N – азот, S – сера (органическая + колчедан), W – влага, A – зола.

Сумма

$$C^C + H^C + S^C + O^C + N^C + A^C = 100\% \quad (1.2)$$

выражает так называемую «сухую массу», а

$$C^\Gamma + H^\Gamma + S^\Gamma + O^\Gamma + N^\Gamma = 100\% \quad (1.3)$$

«горючую массу» топлива.

В действительности топливо представляет собой комплекс сложных органических соединений и минеральных веществ, образующих после сгорания золу – в виде порошка или сплавленных кусков золы – шлака.

Минеральная часть топлива. В состав минеральной части топлива входят соли щелочных и щелочноземельных металлов, окислы кремния, железа, алюминия (SiO_2 , FeO , Al_2O_3 и др.), а также так называемая минеральная сера в соединениях CaSO_4 , MgSO_4 . Состав золы влияет на ее плавкость. В углях могут также быть примешаны кусочки серного колчедана (FeS_2); их стараются отделить, так как в процессе горения топлива сера, входящая в состав топлива, дает SO_2 (сернистый газ), который загрязняет окружающий воздух, а в присутствии влаги образует едкую сернистую кислоту.

Кроме того, примесь колчедана способствует плавкости золы. Общее количество серы, находящееся в топливе, делят на горючую и негорючую (минеральную) часть. К горючей относят органическую и колчеданную серу.

В состав минеральной части топлива входит также небольшое количество ценных редких элементов: ванадий, скандий, германий и др. Влага содержится во всех ископаемых углях; обычно в бурых углях ее больше, в каменных и антрацитах – значительно меньше.

Влажность топлива. Влагу топлива делят на внутреннюю и внешнюю, удаляемую при естественной сушке. Топливо, содержащее только внутреннюю (гигроскопическую) влагу, называется воздушно-сухим.

Зольность топлива всегда рассчитывают на сухую, т.е. безводную массу. Следует заметить, что влажность и зольность топлива могут изменяться при его транспортировке и хранении

Так называемая органическая масса топлива

$$\text{C}^0 + \text{H}^0 + \text{O}^0 + \text{N} + \text{S}_{\text{op}} = 100\% \quad (1.4)$$

отличается от горючей (беззольной и безводной) массы тем, что из нее исключена колчеданная сера [2].

1.2. Теплота сгорания топлива

Всякая химическая реакция сопровождается выделением или поглощением тепла и соответственно называется экзотермической или эндотермической. Химические реакции, протекающие в процессах горения, преимущественно сильно экзотермические, некоторые реакции, как, например, реакции восстановления углекислого газа, являются эндотермическими.

Количество тепла, выделяющегося при полном сгорании единицы массы данного топлива, зависит от того, в паровом или жидком состоянии находится влага в продуктах сгорания. Если водяной пар сконденсируется и вода в продуктах сгорания будет находиться в жидком виде, то тепло парообразования освободиться, тогда количество тепла, выделяющегося при сгорании единицы массы топлива, получается больше.

Количество тепла, выделяющегося при полном сгорании 1 кг твердого или жидкого топлива или 1 м^3 газового топлива, при условии, что образующиеся водяные пары в продуктах сгорания конденсируются, называется **высшей теплотой сгорания** топлива [1].

В условиях температур и парциального давления H_2O на всем протяжении газового тракта парогенератора водяные пары, содержащиеся в продуктах сгорания, не конденсируются и вместе с ними отводятся в атмосферу. Следовательно, некоторая часть тепла, выделившегося при сгорании, затрачивается на образование водяного пара и не может быть использована в парогенераторе. Поэтому теплота сгорания получается меньше освобождающейся при горении химической энергии топлива.

Количество тепла, которое выделяется при полном сгорании 1 кг твердого или жидкого или 1 м^3 газового топлива, за вычетом тепла парообразования водяных паров, образующихся при горении, называется **низшей теплотой сгорания**.

Соотношение между высшей и низшей теплотой сгорания можно написать в следующем виде:

$$Q_B^P - Q_H^P = G_{H_2O} \lambda_{\Pi} \quad (1.5)$$

где масса влаги, содержащейся в 1 кг топлива, и влаги, образующейся в результате горения водорода топлива,

$$G_{H_2O} = \frac{9H^P + W^P}{100}, \quad (1.6)$$

где H^P и W^P – содержание водорода и влаги в рабочем топливе, %, λ_{Π} - теплота парообразования, условно принимаемая равной $2,51 \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$.

После подстановки значений G_{H_2O} и λ_{Π} в соотношение (1.5) для рабочей массы оно принимает вид

$$Q_H^P = Q_B^P - 0,0251(9H^P + W^P), \quad (1.7)$$

а для сухой и горючей массы $Q_H^C, Q_H^{\Gamma}, \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$, соответственно:

$$Q_H^C = Q_B^C - 0,226H^C; \quad (1.8)$$

$$Q_H^{\Gamma} = Q_B^{\Gamma} - 0,226H^{\Gamma} \quad (1.9)$$

Теплоту сгорания Q_H^P , МДж/кг, определенного сорта топлива при изменении внешнего балласта можно рассчитать по известной величине теплоты сгорания его горючей массы, являющейся достаточно постоянной, и по данным технического анализа на содержание влаги и золы по следующему соотношению:

$$Q_H^P = Q_H^{\Gamma} \frac{100 - (A^P - W^P)}{100} - 0,0251W^P. \quad (1.10)$$

Связь между теплотой сгорания рабочей и сухой массы топлива выражается следующим образом:

$$Q_H^P = Q_H^C \frac{100 - W^P}{100} - 0,0251W^P. \quad (1.11)$$

Пересчет низшей теплоты сгорания рабочей массы топлива на другую влажность при $p = \text{const}$ и на массу с другими значениями зольности и влажности можно производить, исходя в первом случае из условия равенства теплоты сгорания сухой массы, а во втором – горючей массы:

$$Q_{H2}^P = (Q_{H1}^P + 0,0251W_1^P) \frac{100 - W_1^P}{100 - W_2^P} - 0,0251W_2^P \quad (1.12)$$

и

$$Q_{H1}^P = (Q_{H2}^P + 0,0251W_1^P) \frac{100 - W_2^P - A_2^P}{100 - W_1^P - A_1^P} - 0,0251W_2^P. \quad (1.13)$$

При реакциях между вполне определенными веществами обычно пользуются теплотой сгорания, отнесенной к одному молю реагирующего вещества, которую в этом случае обычно называют тепловым эффектом. Для топлив, являющихся веществами сложного и меняющегося состава, теплоту сгорания обычно относят к 1 кг при твердом или жидком их состоянии и к 1 м³ при газообразном состоянии.

В топочных устройствах парогенераторов и в камерах сгорания различных технических назначений процесс сжигания топлив обычно проводят при постоянном давлении. В этом случае часть выделяющегося тепла расходуется на совершение внешней работы в связи с изменением объема реагирующей смеси, которая составляет

$$p(n_2 - n_1)V = \Delta nRT, \quad (1.14)$$

где p – давление; n_1 и n_2 – число молей в начале и конце при реагировании горючего вещества; V – объем одного моля; Δn – приращение числа молей газов при реагировании одного моля горючего вещества; $R = 8,321$ кДж/(моль · К) – универсальная газовая постоянная.

Следовательно, теплота сгорания при постоянном давлении определяется изотермическим изменением энтальпии при превращении одного моля горючего. В случае горения при постоянном объеме, когда внешняя работа не совершается, теплота сгорания определяется изотермическим изменением внутренней энергии при реагировании одного моля горючего.

Учитывая выражение (1.14), соотношение между величинами теплоты сгорания при постоянном давлении Q_p и постоянном объеме Q_V можно записать в виде

$$Q_p = Q_V - \Delta nRT. \quad (1.15)$$

Таким образом, при переходе от теплоты сгорания при постоянном объеме к теплоте сгорания при постоянном давлении следует из первой вычесть количество тепла, пошедшее на совершение внешней работы реакции. Если реакция сопровождается увеличением объема ($\Delta n > 0$), то $Q_p < Q_V$. Напротив, если она протекает с уменьшением

объема ($\Delta n < 0$), то $Q_p > Q_V$. Однако разница между Q_V и Q_p мала и поэтому в обычных расчетах не учитывается.

Величина теплоты сгорания определяется экспериментально методом проведения реакции в сосуде с нерасширяющимися стенками.

Теплоту сгорания записывают в стехиометрическом уравнении реакции с положительным знаком, когда тепло выделяется, или с отрицательным знаком, когда тепло поглощается. Такое уравнение называется термохимическим. Так, уравнение



означает, что два моля окиси углерода соединяются с одним молем кислорода, при этом образуются два моля углекислоты и выделяется 568МДж тепла.

1.3. Определение теплоты сгорания топлива

В натуральных твердых и жидких топливах горючие элементы находятся в различных химических соединениях, по теплоте образования которых нет данных и не представляется возможным учесть все разнообразие их в различных топливах. Поэтому нельзя определить теплоту сгорания топлива как сумму теплоты сгорания горючих элементов. Так как теплоту сгорания твердых и жидких топлив невозможно аналитически определить по их элементарному химическому составу, то ее определяют экспериментально с помощью калориметра.

Сущность этого метода заключается в том, что в герметически закрываемом стальном цилиндрическом сосуде (рис. 1.1), называемом калориметрической бомбой, помещают в среде кислорода под давлением 2,5–3 МПа навеску испытуемого топлива в 1г. Бомбу погружают в водяной калориметр. После наступления в калориметре установившегося теплового состояния при помощи электрического запальника зажигают топливо. По приросту температуры воды в калориметре, замеряемому с точностью до 0,001°C, и массе пробы

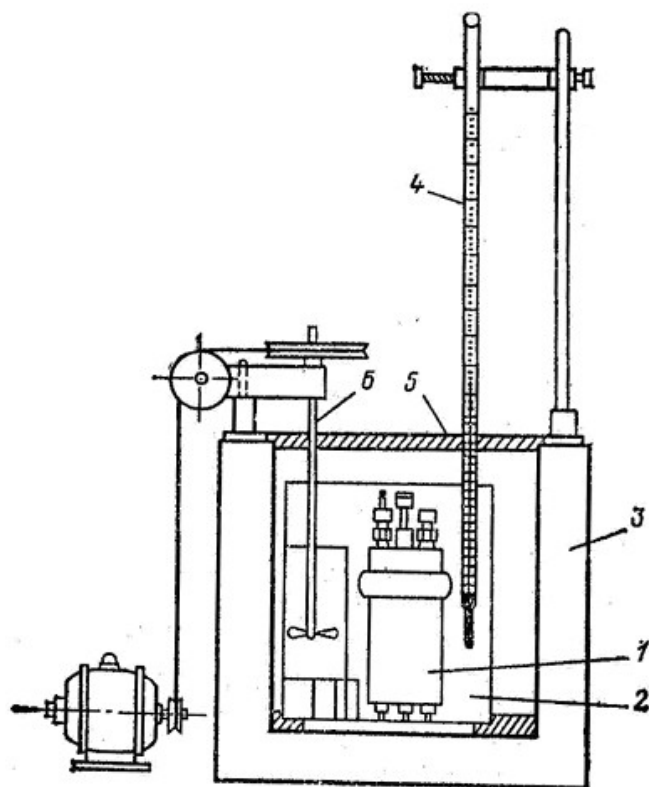


Рис. 1.1. Калориметрическая установка:

- 1 – калориметрическая бомба; 2 – калориметрический сосуд;
 3 – наружная оболочка; 4 – термометр; 5 – крышка;
 6 – мешалка с приводом

топлива вычисляют его теплоту сгорания, которая в этом случае называется теплотой сгорания по бомбе Q_b .

В калориметрической бомбе водяные пары, выделяющиеся при сгорании водорода и испарении влаги пробы топлива, конденсируются, выделяя теплоту парообразования. Но вместе с тем в бомбе теплота сгорания получается больше, чем Q_B^P , так как при сгорании пробы топлива в бомбе в среде кислорода протекают экзотермические реакции образования серной и азотной кислоты, которые в топочных условиях не имеют места.

Введя поправку к величине Q_b на теплоту образования в бомбе азотной кислоты, и окисление сернистого газа в SO_3 , и растворение последнего в воде, получают высшую теплоту сгорания, $\frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$,

$$Q_B^P = Q_b - 9,43 \cdot 10^{-2} S_{\text{ор+к}} - 6,3 \cdot 10^{-6} Q_b \quad (1.17)$$

где Q_6 – теплота сгорания по бомбе; $9,43 \cdot 10^{-2} S_{ор+к}$ – теплота, выделяющаяся при окислении в бомбе SO_2 до SO_3 и растворении последней в воде, $6,3 \cdot 10^{-6} Q_6$ – теплота образования азотной кислоты в бомбе для каменных и бурых углей.

При отсутствии опытных данных для приближенного расчета теплоты сгорания твердого и жидкого топлива $Q_H^P, \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$, пользуются формулой Менделеева:

$$Q_H^P = 0,339C^P + 1,03H^P - 0,109(O^P - S_{ор+к}^P) - 0,0251W^P, \quad (1.18)$$

в которой коэффициенты подобраны экспериментально и несколько отличаются от теплоты сгорания отдельных горючих элементов, входящих в состав топлива.

Теплоту сгорания газового топлива определяют в газовом калориметре и относят к 1 м^3 сухого газа. При отсутствии опытных данных ее определяют как сумму теплоты сгорания горючих газов, входящих в состав газового топлива, по формуле

$$Q_H^C = 0,01 \left(\begin{array}{l} Q_{CH_4} CH_4 + Q_{C_2H_6} C_2H_6 + \\ + Q_{C_3H_8} C_3H_8 + Q_{C_4H_{10}} C_4H_{10} + \dots \end{array} \right), \quad (1.19)$$

где CH_4 , C_2H_6 и т.д. – теплота сгорания соответствующих газов, $\frac{\text{МДж}^3}{\text{м}}$.

Контрольные вопросы

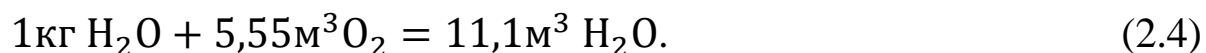
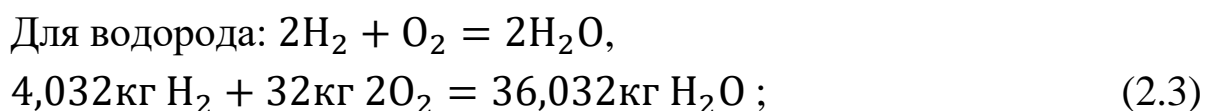
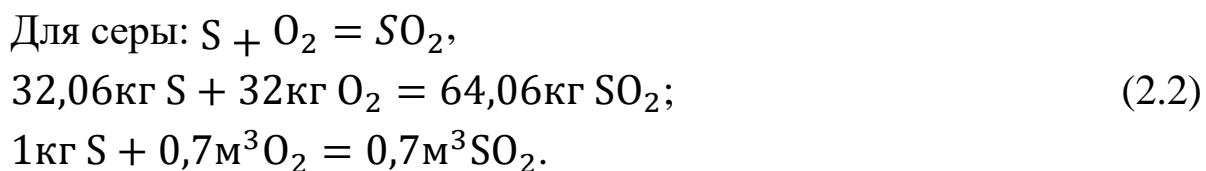
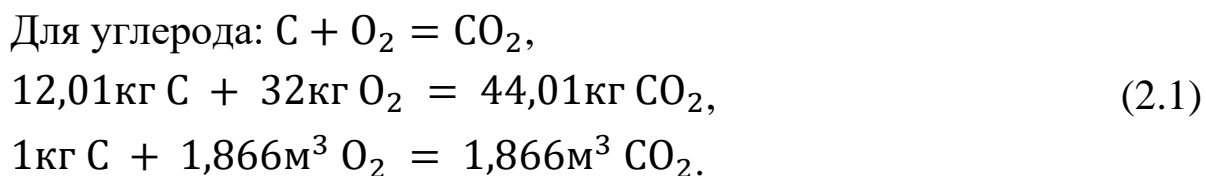
1. Виды топлив, их основной состав.
2. Что такое рабочая, сухая, горючая и органическая масса топлива?
3. Высшая и низшая теплота сгорания, соотношение между ними.
4. Экспериментальное определение теплоты сгорания.
5. Что такое стехиометрическое уравнение реакции?

2. МАТЕРИАЛЬНЫЙ БАЛАНС ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ

2.1. Расход воздуха и продукты сгорания топлива. Коэффициент избытка воздуха

Расход воздуха

Согласно закону кратных отношений Дальтона горючие составляющие топлива вступают в химическое реагирование с кислородом в определенном количественном соотношении. Расход кислорода и количество образующихся продуктов сгорания определяются из стехиометрических уравнений горения, записанных для одного моля каждого горючего составляющего. Относя эти уравнения к 1кг горючего и выразив газообразные вещества в объемных единицах, делением их массовых количеств на значения плотностей получим количество кислорода и выход продуктов сгорания на 1кг каждой составляющей горючей массы топлива в м³ при давлении 0,1013МПа (760 мм рт. ст.) и 0°С.



Суммируя затраты кислорода на сжигание горючих элементов, содержащихся в 1кг топлива, и вычитая количество кислорода топлива, получим теоретически необходимое количество кислорода для сжигания 1кг твердого или жидкого топлива $V_{\text{O}_2}^0$, м³/кг:

$$V_{\text{O}_2}^0 = 1,866 \frac{C^P}{100} + 0,7 \frac{S_{\text{ор+к}}^P}{100} + 5,55 \frac{H^P}{100} - \frac{O^P}{100\rho_{\text{O}_2}}, \quad (2.5)$$

где C^P ; $S_{\text{ор+к}}^P$; H^P ; O^P - соответственно массовое содержание углерода серы, водорода и кислорода в топливе, %; ρ_{O_2} - плотность

кислорода, кг/м³.

В воздухе содержится кислорода примерно 21% по объему, поэтому *теоретически необходимое количество воздуха* для горения $V^0, \text{м}^3/\text{кг}$ т.е. количество воздуха, которое необходимо для полного сжигания 1кг топлива при условии, что весь содержащийся в нем кислород прореагирует, составляет:

$$V^0 = \frac{V_{O_2}^0}{0,21} = 0,0889(C^P + 0,375S_{\text{ор+к}}^P) + 0,265H^P - 0,0333O^P \quad (2.5)$$

или в кг/кг

$$L^0 = 0,115(C^P + 0,375S_{\text{ор+к}}^P) + 0,342H^P - 0,0431O^P. \quad (2.5a)$$

Отношение количества воздуха, действительно поступившего в топку V_B , к теоретически необходимому количеству называют *коэффициентом избытка воздуха*:

$$\alpha_T = \frac{V_B}{V^0}. \quad (2.6)$$

Для вновь проектируемых парогенераторов величину α_T выбирают в зависимости от вида сжигаемого топлива, метода сжигания и конструкции топки. Для пылеугольных топок по условиям достижения большего значения коэффициента полезного действия и интенсификации процесса горения оптимальными являются $\alpha_T = 1,2 - 1,25$, при этом нижний предел относится к бурым и каменным углям, а верхний – к тощим углям и антрацитам. При размоле бурых и каменных углей в молотковых мельницах рекомендуется выбрать верхний предел, т.е. $\alpha_T = 1,25$. При жидком шлакоудалении из-за повышения температурного уровня и уменьшения присосов α_T может быть снижен для однокамерных топок до 1,2; двухкамерных и циклонных топок – до 1,1. При сжигании природных газов и мазута в агрегатах, снабженных автоматикой горения и регуляторами давления в газопроводе, α_T может быть снижен до 1,05 [1].

Продукты сгорания топлива

Продукты полного сгорания 1кг твердого или жидкого топлива содержат (рис. 2.1): продукты полного сгорания углерода (CO_2) и серы

(SO_2); азот топлива и азот, находящийся в теоретически необходимом количестве воздуха (N_2); теоретическое количество водяного пара (H_2O), включающее в себя пар, образующийся при испарении влаги топлива и в результате полного сгорания водорода топлива, пар, вносимый в топку влажным теоретически необходимым количеством воздуха, и пар, используемый иногда для распыления при сжигании мазута, и, наконец, избыточно поданный воздух (O_2) и находящийся в нем водяной пар.

$$\begin{array}{c}
 \underbrace{V_{CO_2}; V_{SO_2}}; \underbrace{V_{N_2}^T; V_{N_2}^0}; \underbrace{V_{H_2O}^W; V_{H_2O}^H; V_{H_2O}^{B.O}}; \underbrace{V_{\Phi}}; \underbrace{V_{H_2O}^{изб}}; \underbrace{(\alpha-1)V^0} \\
 \underbrace{V_{RO_2}}; \underbrace{V_{N_2}^0}; \underbrace{V_{H_2O}^0}; \underbrace{\Delta V_{H_2O}}; \underbrace{(\alpha-1)V^0} \\
 \underbrace{V_{\Gamma}^0}; \underbrace{0,0161(\alpha-1)V^0} \\
 \hline
 V_{\Gamma} = V_{\Gamma}^0 + 0,0161(\alpha-1)V^0 \\
 \hline
 V_{с.г} = V_{RO_2} + V_{N_2}^0 + 0,0161(\alpha-1)V^0; \quad V_{H_2O} = V_{H_2O}^0 + 0,0161(\alpha-1)V^0
 \end{array}$$

Рис. 2.1. Схема расчета объемов продуктов сгорания топлива

При определении состава продуктов сгорания с помощью газоанализаторов в отбираемой для анализа пробе газов имеет место конденсация водяных паров. Результаты анализа дают процентное содержание продуктов сгорания от общего объема газов без водяных паров. Поэтому обычно продукты сгорания разделяют на сухие газы и водяные пары. В этих анализах содержание трехатомных газов CO_2 и SO_2 определяется совместно, поэтому их принято подсчитывать согласно (2.1) и (2.2) и обозначать символом RO_2 :

$$V_{RO_2} = V_{CO_2} + V_{SO_2} = \frac{1,866}{100} (C^P + 0,375S_{ор+к}^P). \quad (2.7)$$

Для упрощения расчетов объемы остальных компонентов продуктов сгорания расчленяют на теоретические количества, получающиеся при сжигании 1 кг топлива с теоретически необходимым количеством воздуха, и их количества в избыточно поданном для горения воздухе.

Теоретический объем азота $V_{N_2}^0$, м³/кг,

$$V_{N_2}^0 = 0,79V^0 + 0,8 \frac{N^P}{100}, \quad (2.8)$$

где число 0,8 представляет частное от деления единицы на плотность азота, равную 1,251 кг/м³.

$$\begin{aligned} &\text{Теоретический объем водяных паров } V_{H_2O}^0, \text{ м}^3/\text{кг}, \\ V_{H_2O}^0 &= 0,111H^P + 0,0124W^P + 0,0161V^0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

В выражении (2.9) первое слагаемое представляет собой объем водяного пара, получаемого при сгорании водорода топлива, подсчитанный согласно (2.3); второе – объем водяного пара, получаемого при испарении влаги, содержащейся в топливе, равный $0,01W^P/\rho_{H_2O}$; третье – объем водяного пара, вносимого теоретически необходимым количеством воздуха, равный

$$\frac{V^0 \rho_B d}{1000 \rho_{H_2O}} = 0,0161V^0,$$

где ρ_B , ρ_{H_2O} , и d - соответственно плотность сухого воздуха и водяного пара и содержание влаги в воздухе, обычно принимаемое равным 10 г/кг.

Объем пара, используемого в количестве G_Φ , кг/кг, для распыления мазута или дутья, включается в выражение (2.9) дополнительным слагаемым – величиной $1,24G_\Phi$.

Объем трехатомных сухих газов в сумме с теоретическим объемом азота и водяного пара составляет теоретический объем продуктов сгорания V_Γ^0 , м³/кг,

$$V_\Gamma^0 = V_{RO_2} + V_{N_2}^0 + V_{H_2O}^0. \quad (2.10)$$

При сжигании топлива с $\alpha > 1$ действительный объем продуктов сгорания больше теоретического на величину объема избыточно поданного в топку воздуха $(\alpha - 1)V^0$ и объема водяных паров, содержащихся в нем, $0,0161(\alpha - 1)V^0$. Поэтому *общий объем продуктов сгорания* составляет V_Γ , м³/кг, составляет

$$V_\Gamma = V_\Gamma^0 + 0,061(\alpha - 1)V^0. \quad (2.11)$$

Общий объем продуктов сгорания разделяют на объем сухих газов $V_{C.\Gamma}$, м³/кг,

$$V_{C.G} = V_{RO_2} + V_{N_2}^0 + 0,061(\alpha - 1)V^0 \quad (2.12)$$

и общий объем водяных паров V_{H_2O} , м³/кг,

$$V_{H_2O} = V_{H_2O}^0 + 0,061(\alpha - 1)V^0. \quad (2.13)$$

Коэффициент избытка воздуха

Коэффициент избытка воздуха определяется газовым анализом проб продуктов сгорания, отбираемых из газоходов, с последующим расчетом по приведенным ниже формулам.

$$\alpha_T = \frac{V_B}{V^0} = \frac{V_B}{V_B - \Delta V_B}. \quad (2.14)$$

В (2.14) объем избыточного воздуха можно выразить через содержание свободного кислорода в сухих газах следующим образом:

$$\Delta V_B = V_{O_2} \frac{100}{21} = \frac{O_2}{21} V_{C.G},$$

а, пренебрегая очень малым содержанием азота в твердых и жидких топливах, действительный объем воздуха можно выразить через объем азота, который перешел в продукты сгорания с окислителем:

$$V_B = V_{N_2} \frac{100}{79} = \frac{N_2}{79} V_{C.G},$$

тогда для коэффициента избытка воздуха получим так называемую азотную формулу [1]

$$\alpha = \frac{1}{1 - \frac{79O_2}{21N_2}}. \quad (2.15)$$

При полном горении величину избытка воздуха в топке и газоходах парогенератора можно определить по содержанию трехатомных газов RO_2 или кислорода O_2 в продуктах сгорания:

$$\alpha \approx \frac{RO_2^{\max}}{RO_2} \text{ или } \alpha \approx \frac{21}{21 - O_2}.$$

2.2. Основное уравнение горения

Основной качественной характеристикой процесса горения является полнота сгорания топлива при минимальном избытке воздуха, которому соответствует наибольшая температура горения. Поэтому в процессе горения необходим систематический контроль состава продуктов сгорания. Для этого применяется метод газового анализа,

основанный на расчетной методике, базирующейся на основном уравнении горения [1].

При полном сгорании кислород, содержащийся в воздухе, подаваемом в качестве окислителя, расходуется на горение углерода, серы и свободного водорода топлива с образованием углекислого и сернистого газа, водяного пара, а избыточная часть остается в свободном виде, т.е.

$$V_{O_2}^B = 0,21V_B = V_{O_2}^{CO_2} + V_{O_2}^{SO_2} + V_{O_2}^{H_2O} + V_{O_2}, \quad (2.16)$$

где V_B и $V_{O_2}^B$ – количество воздуха, подаваемого для сжигания 1 кг топлива, и количество кислорода, содержащегося в нем m^3/kg ; $V_{O_2}^{CO_2}$, $V_{O_2}^{SO_2}$, $V_{O_2}^{H_2O}$ – соответственно расход кислорода на образование углекислого и сернистого газа и на горение свободного водорода при сгорании 1 кг топлива, m^3/kg ; V_{O_2} – количество свободного кислорода, m^3/kg .

Согласно стехиометрическим уравнениям (2.1) и (2.2) при полном сгорании топлива расход кислорода на горение углерода равняется объему образующегося углекислого газа, а расход кислорода на горение серы равняется объему образующегося сернистого газа.

Поэтому расход кислорода на горение углерода и серы топлива равняется

$$V_{O_2}^{CO_2} + V_{O_2}^{SO_2} = V_{CO_2} + V_{SO_2} = V_{RO_2}. \quad (2.17)$$

Подстановкой (2.17) преобразуем уравнение (2.16) к виду

$$V_{O_2}^B = 0,21V_B = V_{RO_2} + V_{O_2}^{H_2O} + V_{O_2}. \quad (2.16a)$$

Азот воздуха переходит в продукты сгорания. Его количество определяют суммой теоретического и избыточного количества азота $V_{N_2}^0$ и $V_{N_2}^{изб}$, пренебрегая количеством азота, газифицированного из топлива, ввиду его малого содержания в твердых и жидких топливах (менее 1,5–1,8 %). Избыточный азот вместе со свободным кислородом V_{O_2} представляет собой избыточный воздух $(\alpha - 1)V^0$. Сопоставляя общий расход воздуха по приведенным составляющим кислорода и азота с количеством сухих газов, определяемым по формуле (2.12), приходим к

выводу, что

$$V_B = V_{C.Г} + V_{O_2}^{H_2O}. \quad (2.18)$$

После подстановки (2.18) в уравнение (2.16а) получим

$$0,21(V_{C.Г} + V_{O_2}^{H_2O}) = V_{RO_2} + V_{O_2}^{H_2O} + V_{O_2}. \quad (2.19)$$

Выразив все члены, входящие в уравнение (2.19), в процентах от объема сухих газов и упростив его, получим

$$21 = RO_2 + O_2 + 79 \frac{V_{O_2}^{H_2O}}{V_{C.Г}}. \quad (2.20)$$

Выразив объем сухих газов через объем трехатомных газов $V_{C.Г} = V_{RO_2} \frac{100}{RO_2}$, перепишем уравнение (2.20) в виде так называемого *уравнения полного горения*:

$$21 = RO_2 + O_2 + \beta RO_2, \quad (2.21)$$

в котором через β обозначен топливный коэффициент Бунте:

$$\beta = 0,79 \frac{V_{O_2}^{H_2O}}{V_{RO_2}} = 0,79 \frac{V_{O_2}^{H_2O}}{V_{O_2}^{RO_2}}. \quad (2.22)$$

Подставив в (2.22), согласно уравнению (2.3), значение для $V_{O_2}^{H_2O}$, считая при этом, что часть водорода окислена за счет кислорода топлива, и значение для V_{RO_2} по (2.7), выражение для β можно представить через элементарный состав топлива в виде

$$\beta = 2,35 \frac{H^P - 0,126O^P}{C^P + 0,375S_{op+k}^P}. \quad (2.22a)$$

Физический смысл топливного коэффициента Бунте β (2.22) заключается в том, что он показывает отношение расхода кислорода воздуха на окисление свободного водорода топлива (т.е. водорода топлива, за исключением его части, связанной с кислородом топлива) $0,01(H^P - 0,126O^P)$ к расходу кислорода на образование трехатомных газов.

2.3. Уравнение неполного горения

В недостаточно совершенных топочных устройствах или при не налаженном режиме работы топки вследствие местного недостатка воздуха или неблагоприятных тепловых и аэродинамических условий

часть горючих топлива не окисляется до конечных продуктов, а образуются продукты неполного сгорания CO, H₂, CH₄ и др. Наиболее вероятным продуктом неполного горения является окись углерода, образующаяся одновременно с CO₂ и менее активно реагирующая с кислородом по сравнению с водородсодержащими газами. Содержание CO в продуктах сгорания обычно выражается долями процента, что находится в пределах точности газового анализа, применяемого в эксплуатационных условиях, хотя дает значительный недожог топлива. Поэтому для определения содержания CO с достаточной точностью производится лабораторный анализ с помощью хроматографического газоанализатора. В этих целях может быть использован также расчетный метод. В последнем случае в основу расчета принимается уравнение неполного горения [1].

При неполном горении за счет наличия лишь CO уравнение баланса кислорода в процессе горения можно записать [3]:

$$V_{O_2}^B = 0,21V_B = V_{O_2}^{CO_2} + V_{O_2}^{SO_2} + V_{O_2}^{CO} + V_{O_2}^{H_2O} + V_{O_2}. \quad (2.23)$$

Согласно стехиометрическому уравнению, на образование CO кислорода затрачивается в количестве

$$V_{O_2}^{CO} = 0,5V_{CO}. \quad (2.24)$$

Согласно (2.17) образование сухих трехатомных газов происходит без изменения общего объема реагирующих веществ, а объем образующегося CO согласно (2.24) вдвое превышает объем затрачиваемого кислорода. Учитывая также расход кислорода на образование водяного пара, можно написать следующее соотношение между объемом подаваемого для горения воздуха и объемом сухих газов:

$$V_B = V_{с.г.} - 0,5V_{CO} + V_{O_2}^{H_2O}. \quad (2.25)$$

Подставив в уравнение (2.23) выражения (2.17), (2.24) и (2.25), получим

$$0,21(V_{с.г.} - 0,5V_{CO} + V_{O_2}^{H_2O}) = V_{RO_2} + 0,5V_{CO} + V_{O_2}^{H_2O} + V_{O_2}. \quad (2.26)$$

Выразив объемы трехатомных газов и CO через общий объем сухих газов, можно уравнение (2.26) после приведения подобных членов

написать в следующем виде:

$$21 = RO_2 + 0,605CO + O_2 + 79 \frac{V_{O_2}^{H_2O}}{V_{с.г.}}. \quad (2.27)$$

Учитывая, что в уравнении (2.27) объем сухих газов равен

$$V_{с.г.} = \frac{V_{CO_2} + V_{SO_2} + V_{CO}}{RO_2 + CO} 100, \quad (2.28)$$

получаем уравнение неполного горения

$$21 = RO_2 + 0,605CO + O_2 + \beta(RO_2 + CO),$$

которое в окончательном виде записывается

$$21 = RO_2 + O_2 + \beta RO_2 + (0,605 + \beta)CO, \quad (2.29)$$

где

$$\beta = 0,79 \frac{V_{O_2}^{H_2O}}{V_{RO_2} + V_{CO}}. \quad (2.30)$$

Контрольные вопросы

1. Теоретически необходимое количество воздуха для горения.
2. Коэффициент избытка воздуха.
3. Основной состав продуктов сгорания.
4. Уравнения полного горения.
5. Физический смысл топливного коэффициента Бунте.
6. Уравнения неполного горения.

3. ГОРЕНИЕ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

3.1. Распространение пламени

Интенсивность горения неподвижных или ламинарно-движущихся горючих газовых смесей характеризуется нормальной скоростью распространения пламени U_n (пламя распространяется по нормали к фронту горения). Рассмотрим процесс распространения пламени в предварительно подготовленной горючей смеси, когда эта смесь движется внутри трубки. В результате начавшегося горения создается фронт пламени толщиной δ и перемещающийся в направлении движения смеси. Стабилизация фронта пламени наблюдается при равенстве скоростей смеси и противоположно направленной скорости перемещения фронта пламени. Скорость нормального распространения пламени зависит от состава смеси (она максимальна в стехиометрической смеси), от температуры, от вида горючего газа и окислителя и имеет следующие значения: CO + воздух - 0,43 м/с; CH₄ + воздух - 0,38 м/с; H₂ + воздух - 2,65 м/с; H₂ + O₂ воздух - 13 м/с.

Распространение пламени можно рассматривать как непрерывный процесс прогрессирующего ускорения реакции при прохождении газа через узкую зону пламени в условиях параллельного переноса теплоты теплопроводностью и диффузионного переноса продуктов горения, в том числе активных центров в свежую смесь и свежей смеси в зону горения [4].

При распространении пламени фронт делит массу газа на две части: впереди – слабо нагретая газовая смесь, позади – сильно нагретые продукты сгорания. В зоне горения температура изменяется от начальной T_0 до температуры горения T_r , при этом уменьшается концентрация горючих веществ от C_0 до 0. Скорость реакции зависит от концентрации горючих веществ C и температуры T , поэтому в зоне пламени она проходит через максимум (увеличивается с повышением температуры и уменьшается по мере уменьшения концентрации горючих). Чем больше скорость химической реакции, тем больше скорость распространения пламени и меньше время пребывания газа в зоне пламени (рис. 3.1).

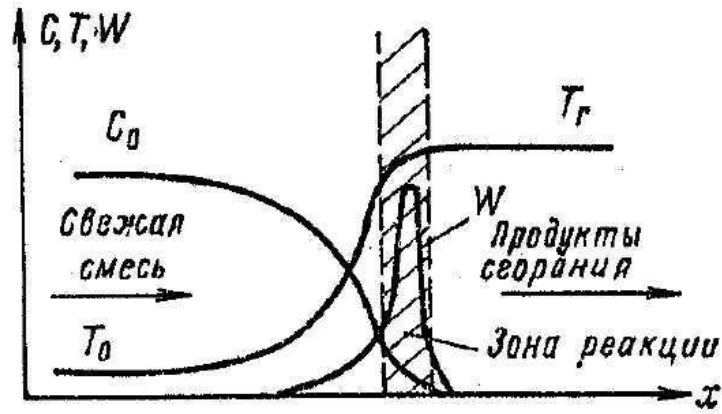


Рис. 3.1. Изменение температуры, концентрации горючих веществ и скорости реакции во фронте пламени

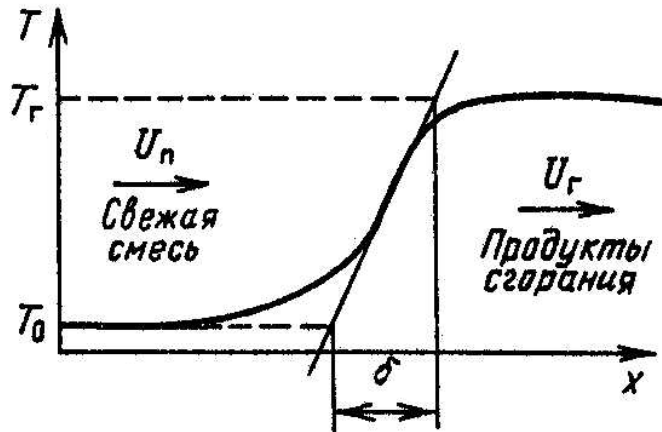


Рис. 3.2. Определение толщины фронта пламени

Заменим истинное распределение температур ломаной линией (рис. 3.2), проведя касательную в точке перегиба и продолжив до пересечения с прямыми T_0 и T_Γ . Расстояние между точками пересечения δ – тепловая ширина фронта пламени. Максимальный градиент температур в пламени можно представить в виде $\left(\frac{dT}{dx}\right)_{max} = \frac{T_\Gamma - T_0}{\delta}$. Поток теплоты из зоны пламени идет на нагрев свежей смеси теплопроводностью $q = -\lambda \left(\frac{dT}{dx}\right)_{max} = \lambda \frac{T_\Gamma - T_0}{\delta}$. С другой стороны, эта теплота затрачивается на подогрев смеси в количестве $\rho \cdot U_n \cdot F$ ($1 \text{ кг/м}^3 \cdot 1 \text{ м/с} \cdot 1 \text{ м}^2 = 1 \text{ кг/с}$) от температуры T_0 до T_Γ : $q = c_p \rho U_n (T_\Gamma - T_0)$.

Приравнявая выражения для q , получим соотношение, связывающее нормальную скорость распространения и толщину фронта пламени:

$$U_n = \frac{\lambda}{c_p \rho \delta} = \frac{a}{\delta}, \quad (3.1)$$

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

Опыт показывает, что при нормальном распространении пламени химические реакции протекают в очень тонком слое, отделяющем негоревшую часть от продуктов сгорания. Толщина фронта пламени даже для медленно горящих смесей составляет доли миллиметров.

Решение уравнений теплопроводности и массопереноса позволяет получить аналитическое выражение для нормальной скорости распространения пламени. Для реакций первого порядка при адиабатных условиях скорость нормального распространения пламени может быть определена по формуле [5]

$$U_n = 0,23 \sqrt{\frac{a k_0 T_0^5}{T_\Gamma^5} \exp\left(-\frac{1,5E}{RT_\Gamma}\right)}, \quad (3.2)$$

где k_0 и E – предэкспоненциальный множитель и энергия активации уравнения Аррениуса для данной реакции горения, $\text{м}/\text{с}$ и $\text{Дж}/\text{моль}$; T_0 и T_Γ – начальная и теоретическая температура горения, К ; $R = 8,314 \text{ Дж}/\text{моль}$ – универсальная газовая постоянная.

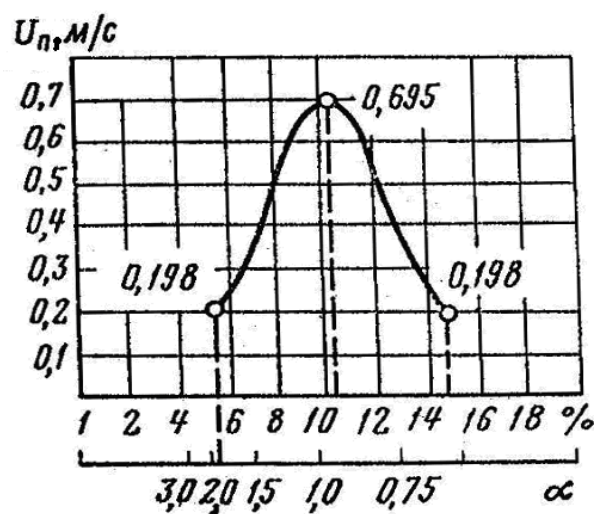


Рис. 3.3. Зависимость скорости нормального распространения пламени от коэффициента избытка воздуха для смеси метан-воздух

Анализ данного выражения показывает, что скорость нормального распространения пламени, в первую очередь, зависит от энергии активации и теоретической температуры горения. Теоретическая температура горения, в свою очередь, зависит от состава исходной горючей смеси. Максимальная температура горения достигается при коэффициенте избытка воздуха, близком к единице (рис. 3.3), следовательно, и максимальная скорость распространения пламени достигается в стехиометрической смеси. Предварительный подогрев смеси увеличивает U_n , так как при этом повышается температура горения. Инертные добавки снижают скорость горения, поскольку при этом снижается температура горения.

Пределы воспламенения

При разбавлении смеси вследствие уменьшения температуры горения уменьшается U_n , что приводит к прогрессирующему увеличению теплопотерь из пламени и прекращению горения. Опытные кривые $U_n = f$ (состава) обрываются на конкретных величинах U_n , что говорит о граничных скоростях распространения пламени. Существуют нижний и верхний пределы распространения пламени. Если смесь лежит вне концентрационных пределов воспламенения и может быть зажжена сильным источником, пламя в ней не будет распространяться.

Тепловой поток излучением из фронта пламени, распространяющегося в трубке радиусом R , пропорционален толщине фронта пламени

$$Q \approx 2\pi R \delta \varepsilon \sigma_0 (T_{\Gamma}^4 - T_0^4),$$

где δ - толщина фронта пламени, ε - приведенная степень черноты, σ_0 - постоянная Стефана – Больцмана.

Максимальная температура горения и соответственно скорость нормального распространения пламени достигаются в стехиометрической смеси. При увеличении (уменьшении) коэффициента избытка воздуха температура во фронте горения падает, соответственно уменьшается скорость нормального распространения пламени и возрастает толщина фронта пламени. Это приводит к увеличению теплопотерь из пламени, что в дальнейшем объясняет уменьшение температуры во фронте

горения. При достаточно больших (малых) избытках воздуха теплопотери превысят тепловыделения во фронте пламени, что приведет к погасанию.

Концентрационные пределы распространения пламени (рис. 3.4) не являются постоянными: сужаются при разбавлении смеси инертным газом, расширяются при предварительном подогреве смеси. Концентрационные пределы распространения пламени при атмосферном давлении в отсутствие предварительного подогрева имеют следующие значения: CO + воздух - 12,5 – 74,2%; CH₄ + воздух – 5 – 15%; H₂ + воздух – 4 – 74,2%.

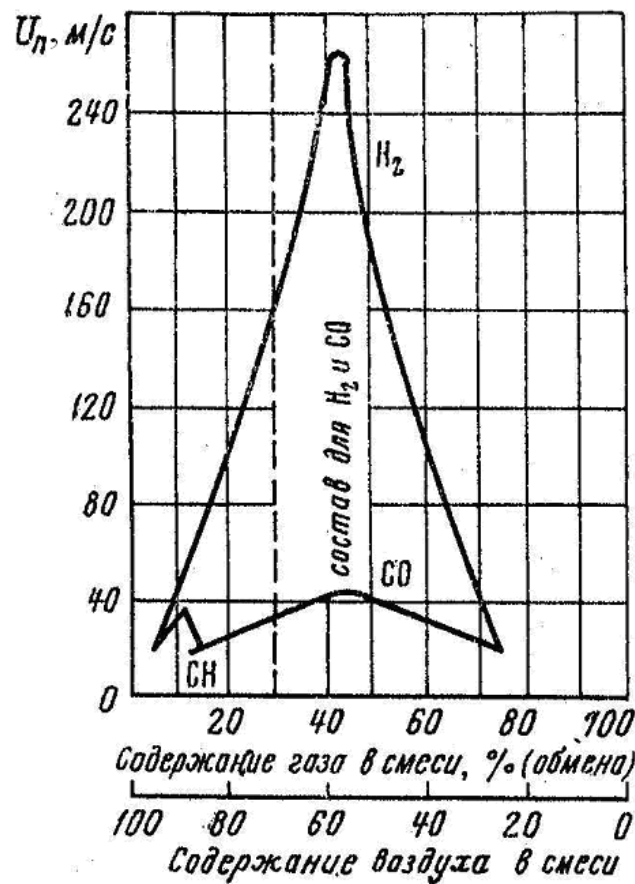


Рис. 3.4. Концентрационные границы зажигания для различных газов в смеси с воздухом

Со скоростью нормального распространения пламени связано также явление погасания пламени. Опыт показывает, что одна и та же смесь горит в широких трубках, но не горит в трубках малого диаметра.

При уменьшении диаметра трубки увеличиваются относительные теплотери, которые снижают температуру горения и, следовательно, скорость распространения пламени. С уменьшением U_n увеличивается толщина пламени, а значит, возрастают теплотери, что приводит к еще большему уменьшению температуры, а затем и к погасанию. Инженерное использование данного явления – огнепреградители, т.е. сужение диаметра газоподводящих каналов.

3.2. Определение кинетических констант горения

Расчет процессов горения требует знания суммарных кинетических констант E и k_0 , которые чаще всего определяются экспериментально (расчетом только для простейших химических реакций). Прямое определение по измерениям концентраций реагирующих компонентов и образующимся продуктам реакции по толщине фронта пламени практически неприемлемо, поскольку толщина фронта пламени не превышает долей миллиметра.

Для определения E и k_0 используют косвенные методы. Например, измеряют скорость нормального распространения пламени и, имея связь между U_n , E и k_0 , рассчитывают последние.

Например, логарифмируя формулу (3.2), получим

$$\ln \left[\frac{U_n^2}{0,23^2 a} \left(\frac{T_T}{T_0} \right)^5 \right] = \ln \psi = - \frac{1,5E}{RT_T} + \ln k_0. \quad (3.3)$$

Обработывая экспериментальные значения U_n , полученные при различных исходных концентрациях и соответственно различных теоретических температурах горения, в координатах $\ln \psi - 1/T_T$ можно получить значения E и k_0 . Таким образом, задача определения кинетических констант горения сводится к задаче достаточно точного определения нормальной скорости распространения пламени.

Наиболее просто определяется нормальная скорость распространения пламени с помощью горелки Бунзена (рис. 3.5).

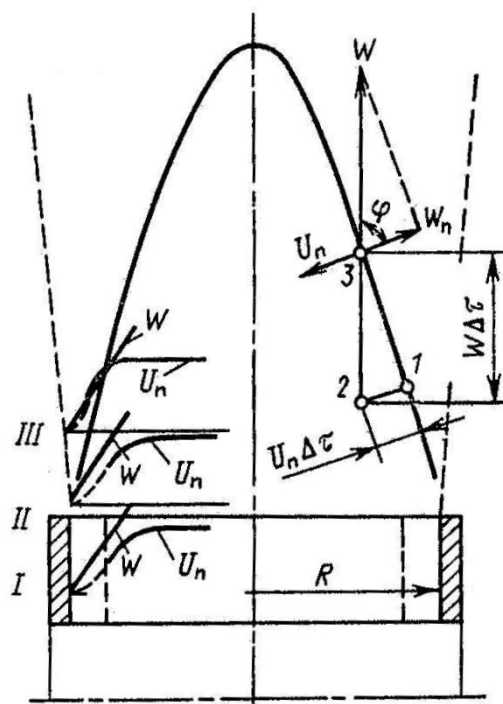


Рис. 3.5. Горелка Бунзена

Представим себе горелку в виде вертикальной трубки, в которую подается газоздушная смесь с $\alpha < 1$. Смесь по истечении из горелки сгорает, образуя конусообразный факел. Часть газа, недогоревшая из-за недостатка окислителя, догорит с воздухом, диффундирующим из атмосферы. Для устойчивого горения факела необходимо, чтобы в каждой точке фронта нормальная к ней составляющая скорости движения газа W равнялась нормальной скорости распространения пламени $U_n = W \cos \varphi$. Зная распределение скорости по радиусу $W = f(r)$ и угла φ , можно определить U_n , и это сложно, так как переменное поле скоростей по радиусу и значение угла φ . Принимая во внимание, что внутренний фронт имеет форму, близкую к форме конуса, и учитывая, что количество подаваемой смеси должно равняться количеству смеси, сгорающей во фронте пламени, получим соотношение

$$S\bar{W} = U_n F = G, \quad (3.4)$$

где S – площадь сечения горелки; F – площадь фронта пламени; \bar{W} средняя по расходу скорость; G – расход исходной газоздушной смеси.

Выражая скорость нормального распространения пламени как

$$U_n = G/F$$

и подставляя выражение для площади боковой поверхности конуса

$$F = \pi R \sqrt{h^2 + R^2},$$

где h – высота конуса пламени, а R – радиус горелки, в окончательном виде получим выражение для расчета скорости нормального распространения пламени

$$U_n = \frac{G}{\pi R \sqrt{h^2 + R^2}}. \quad (3.5)$$

3.3. Условия устойчивой работы кинетических горелок

В однородной предварительно перемешанной смеси интенсивность горения зависит только от кинетики самих химических реакций, поэтому такой вид горения называется кинетическим. В зависимости от режима движения горячей смеси различают ламинарное и турбулентное горение.

При ламинарном движении смеси скорость ее движения распределяется в горелке по параболе, аналогичное распределение скоростей сохраняется и на выходе из горелки. Условием устойчивости ламинарного горения, осуществляемого в обычных атмосферных горелках, является равенство $W = -U_n$ на периферии основания факела (рис. 3.5).

Для однородной газовой смеси заданного состава U_n – величина постоянная. На периферии U_n уменьшается: внутри горелки за счет охлаждающего действия стен, на выходе из горелки (при $\alpha < 1$) за счет разбавления горючей смеси воздухом. Вблизи границ струи, где смесь обеднена, распространение пламени прекращается. На выходе из горелки струя расширяется, скорость потока падает, а скорость U_n возрастает, так как исчезает охлаждающее действие стенок. И на каком-то расстоянии выполняется условие $U_n = W$. В таких точках пламя удерживается стационарно, обеспечивая естественную стабилизацию факела.

Пламя в процессе распространения от периферии к центру сносится потоком и в результате этого достигает оси струи на некотором расстоянии от устья горелки, образуя конусообразный факел.

При данном диаметре горелки форма факела и его размеры зависят от скорости распространения пламени и скорости струи. Чем

больше скорость распространения пламени и чем меньше скорость потока, тем короче факел. Длина факела может быть вычислена (рис. 3.5) исходя из следующих соображений: пламя от периферии струи до оси горелки дойдет за время $\Delta\tau = R/U_n$, за это же время струя по оси потока пройдет расстояние $h = \Delta\tau W_0$, где W_0 – скорость потока на оси струи. Тогда высота (длина) факела может быть рассчитана как

$$h = \frac{W_0 R}{U_n}. \quad (3.6)$$

При уменьшении скорости истечения смеси из горелки высота конуса уменьшается. Когда скорость истечения смеси становится меньше скорости распространения пламени, может произойти проскок пламени в горелку.

Критическое условие проскока – равенство касательных к профилям скорости потока и нормального распространения пламени в месте их касания:

$$\left(\frac{dW}{dr}\right)_{r=R} = \left(\frac{dU_n}{dr}\right)_{r=R}, \quad (3.7)$$

где r – текущий радиус; R – радиус зажигающего кольца, практически равный диаметру устья горелки.

Скорость потока при ламинарном движении газа имеет параболический профиль:

$$W = W_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right).$$

Дифференцируя по радиусу, получим

$$\left(\frac{dU_n}{dr}\right)_{r=R} = -\frac{4\bar{W}}{R}. \quad (3.8)$$

При сжигании смесей заданного состава $\left(\frac{dU_n}{dr}\right)_{r=R}$, поэтому при переходе к горелкам большого размера необходимо увеличить скорость потока в соответствии с соотношением $\frac{R_2}{R_1} = \frac{W_2}{W_1}$. Чем больше радиус горелки, тем больше должна быть скорость потока для предотвращения проскока пламени.

Условия отрыва и проскока в зависимости от коэффициента избытка воздуха изображены на рис. 3.6. Кривая 1, ограничивающая

скорость проскока пламени в горелку, имеет такой же характер, как и зависимость скорости нормального распространения пламени (3.8). Действительно, чем выше скорость нормального распространения пламени, тем выше должна быть скорость истечения газа из горелки.

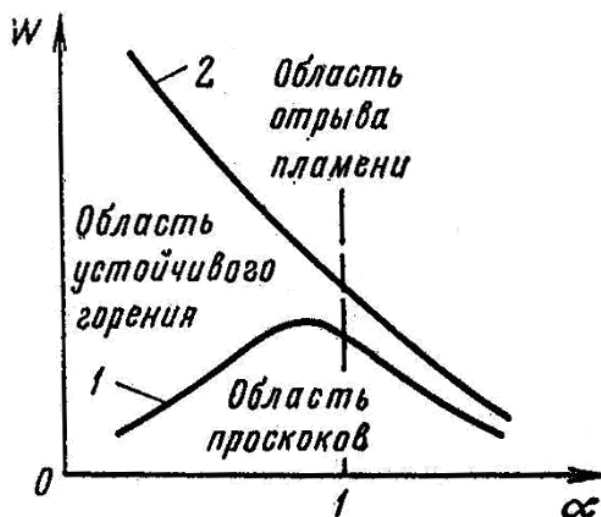


Рис. 3.6. Пределы устойчивости горения в горелках атмосферного типа: 1 – граница области проскоков; 2 – граница области отрыва пламени

Кривая отрыва имеет несколько иной характер (рис. 3.6, кривая 2). При коэффициенте избытка воздуха $\alpha > 1$ с увеличением скорости истечения газовой среды (рис. 3.7, а) наблюдается следующее. За счет расширения струи и падения скорости потока стабилизация горения, т.е. равенство скоростей нормального распространения пламени и локальной скорости потока на периферии струи, установится на несколько большем расстоянии от устья горелки. При дальнейшем увеличении скорости потока точка зажигания ещё сместится от устья горелки. Но при какой-то скорости потока упадет и значение U_n за счет разбавления смеси на периферии струи. В этом случае во всех точках будет выполняться условие $W > U_n$ и произойдет отрыв пламени от горелки.

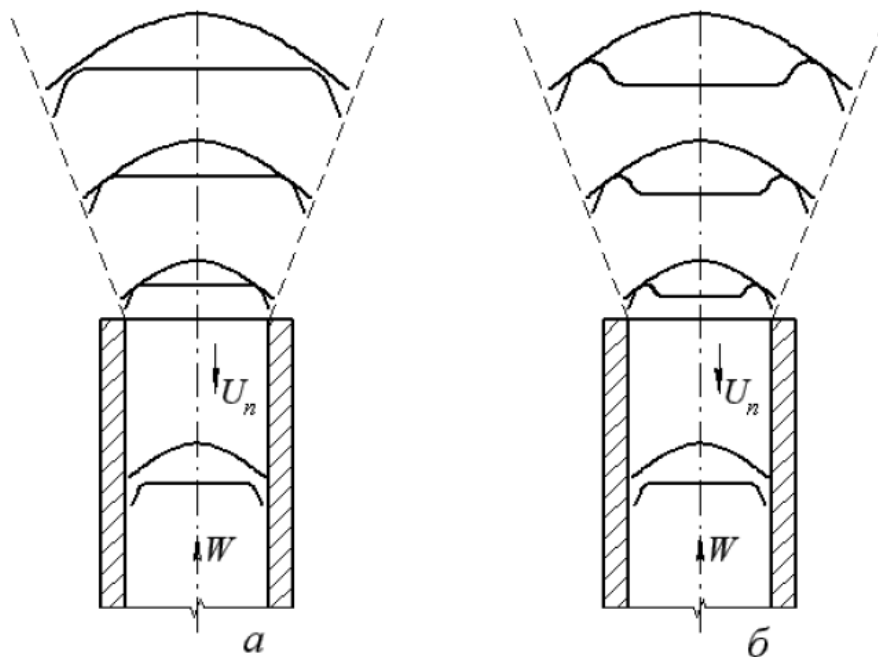


Рис. 3.7. Отрыв пламени при различных коэффициентах избытка воздуха α : а – $\alpha > 1$; б – $\alpha < 1$;

При коэффициенте избытка воздуха $\alpha < 1$ за счет разбавления смеси воздухом (из окружающей среды при использовании горелки Бунзена, за счет вторичного воздуха в промышленных горелках) на периферии струи будет наблюдаться локальное увеличение скорости нормального распространения пламени (см. рис. 3.3). Причем чем меньше коэффициент избытка воздуха в исходной газозвушной смеси, тем больше локальное увеличение U_n . Это приводит к тому, что отрыв пламени наблюдается при больших скоростях потока [5].

Таким образом, чем меньше коэффициент избытка воздуха в исходной смеси, тем шире диапазон скоростей, в котором горелка работает устойчиво. Именно поэтому часто используют горелки частичного смешения с $\alpha_{исх} = 0,4 - 0,7$. Вести процесс при $\alpha < 0,4$ нецелесообразно, так как увеличивается недожог.

Стабилизация процесса горения

Для стабилизации пламени необходимо создать около устья горелки условия для надежного воспламенения газозвушной смеси.

Наибольшее распространение в качестве стабилизаторов получили керамические туннели (рис. 3.8), зажигательные пояса, тела плохо

обтекаемой формы (рис. 3.9), а из аэродинамических методов - закручивание воздушного потока, создающее зоны рециркуляции продуктов сгорания около выходного сечения смесителя.

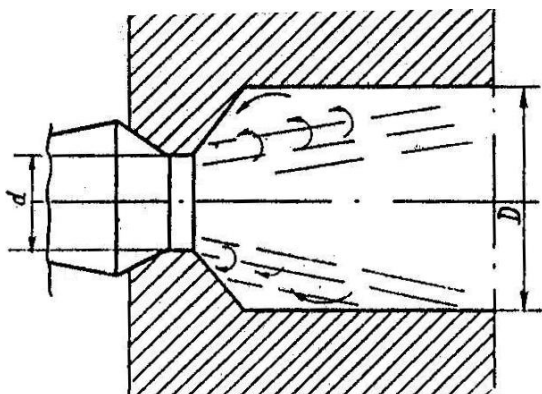


Рис. 3.8. Схема керамического туннеля

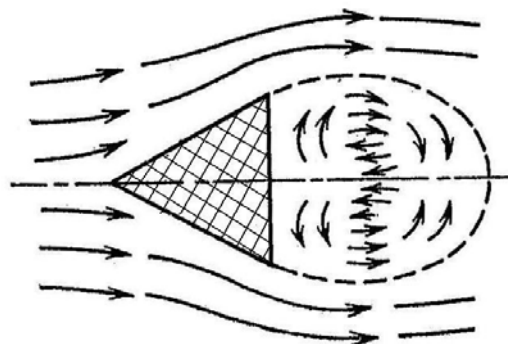


Рис. 3.9. Схема организации зажигания рециркуляцией продуктов сгорания за плохо обтекаемым телом

При стабилизации в туннелях струя смеси выходит из насадки в туннель большего диаметра. В головной части туннеля образуются устойчивые вихревые зоны, в которых осуществляется рециркуляция продуктов сгорания. Раскаленные продукты поджигают свежую смесь. Существуют оптимальные соотношения диаметров, так как, с одной стороны, продукты рециркуляции поджигают исходную смесь и их должно быть достаточно для прогрева пограничной зоны струи до температуры воспламенения, с другой стороны, газы рециркуляции разбавляют исходную смесь, уменьшая скорость выгорания. Оптимальное соотношение диаметров, подобранное экспериментально, оказалось равным $\sim 2,5$.

Плохо обтекаемые тела также приводят к образованию вихревых зон за стабилизатором с зоной рециркуляции продуктов сгорания (рис. 3.9).

Зоны устойчивой рециркуляции продуктов сгорания можно организовать за счет закручивания струи (рис. 3.10). При этом образуются зоны разрежения по центру струи и у выходного сечения, обеспечивающие рециркуляцию раскаленных продуктов сгорания [6].

За счет взаимодействия струй при тангенциальном расположении горелок (рис. 3.11) в центре топki можно создать устойчивый вихрь раскаленных продуктов сгорания, являющийся источником зажигания.

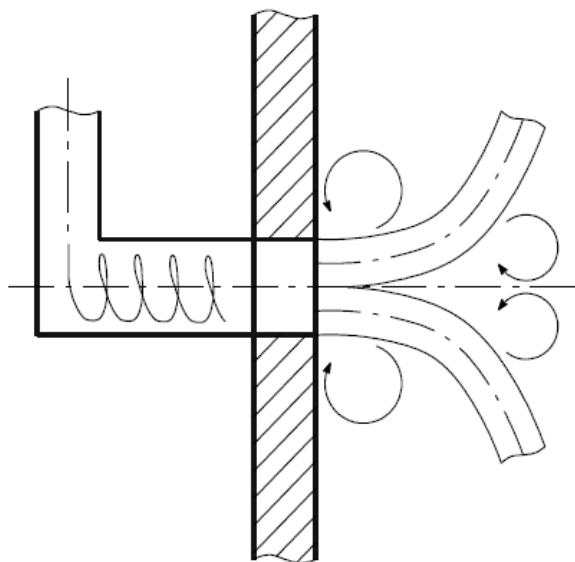


Рис. 3.10. Стабилизация факела при использовании вихревых горелок

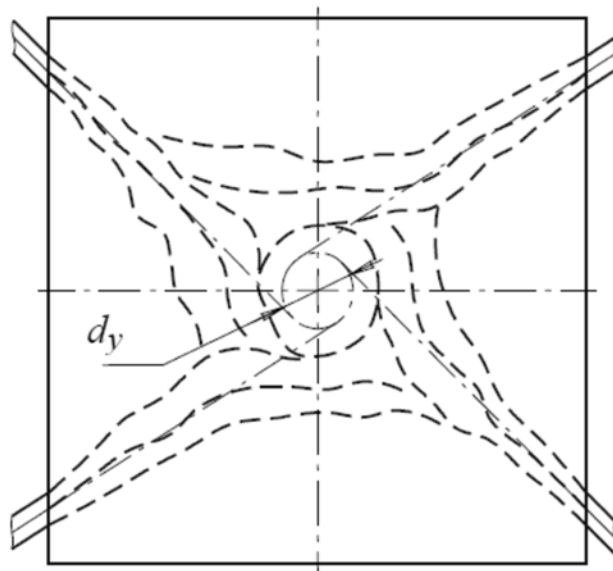


Рис. 3.11. Стабилизация факела при тангенциальном расположении горелок: d_y – условный внутренний диаметр вращения факела

3.4. Турбулентное горение предварительно подготовленных смесей

Ламинарное течение возможно только при малых значениях Re . При $Re > Re_{кр}$ устойчивость течения нарушается и движение малых объемов становится неупорядоченным, пульсирующим. В этих условиях закономерности ламинарного распространения пламени теряют свою силу. Решающими факторами становятся турбулентные пульсации и связанная с ними интенсивность перемешивания.

Рассмотрим изменение структуры пламени (рис. 3.12) на примере работы горелки Бунзена (рис. 3.5). При ламинарном течении наблюдается гладкий и тонкий фронт пламени. Высота факела пропорциональна скорости потока. После достижения критического значения Re пламя укорачивается, утолщается и выглядит сильно размытым. Укорочение пламени связано с увеличением скорости распространения пламени,

обусловленной турбулентностью.

В турбулентном пламени химическая реакция ускоряется за счет турбулентной диффузии и турбулентной теплопроводности. Поскольку процессы турбулентного переноса являются функцией скорости (Re), скорость турбулентного распространения пламени U_T также является функцией скорости (или числа Re). Имеются две основные теории турбулентного распространения пламени:

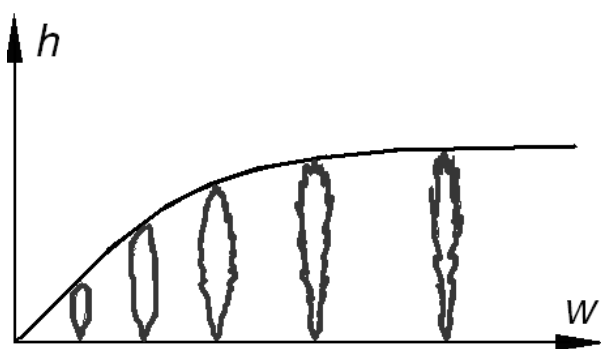


Рис. 3.12. Изменение структуры пламени при переходе из ламинарного в турбулентный режим: h – высота факела, W – скорость потока

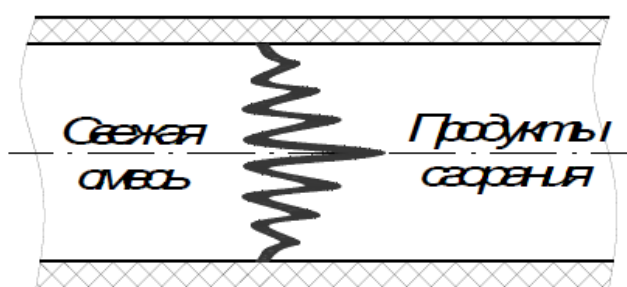


Рис. 3.13. Схема пламени при мелкомасштабной турбулентности

1. Теория поверхностного горения.

Под действием турбулентности фронт пламени искривляется, его поверхность размывается и сильно увеличивается (рис. 3.13). Пламя распространяется с постоянной скоростью U_n по всей развитой поверхности, увеличение скорости распространения пламени будет пропорционально увеличению площади поверхности фронта горения.

Рассматривая площадь поверхности турбулентного фронта горения как площади конусов, получают, что увеличение отношения поверхностей пропорционально \sqrt{Re} , тогда получим, что теория хорошо подтверждается при мелкомасштабной турбулентности.

2. Теория объемного горения.

Используется, когда рассматривается крупномасштабная турбулентность. Элементарные продукты сгорания и горячей смеси,

перемещаясь в свежую смесь, создают очаги поджигания (рис. 3.14). Элементарные же объемы свежей смеси, попадая в зону горения, разрывает фронт на отдельные очаги горения. Горение происходит по законам нормального распространения пламени. Фронтом пламени является суммарная поверхность отдельных молей. В этом случае и высота факела, как и показывает эксперимент, перестает зависеть от скорости истечения смеси: $h \approx \frac{WR}{U_T} \approx \frac{WR}{U_n \cdot Re} \approx \frac{WRv}{U_n W \cdot 2R} \approx \frac{v}{2U_n} \neq f(W)$.



Рис. 3.14. Схема пламени при крупномасштабной турбулентности [1]

Смесь, подаваемая через горелку в камеру сгорания, представляет собой неизотермическую струю, распространяющуюся в среде высоконагретых продуктов сгорания. В процессе турбулентного расширения струи горючая смесь нагревается и одновременно разбавляется продуктами сгорания. Нагрев происходит наиболее интенсивно по периферии струи и по мере удаления от устья горелки распространяется внутрь струи. Кривые распределения температур T и концентраций C показаны на рис. 3.15.

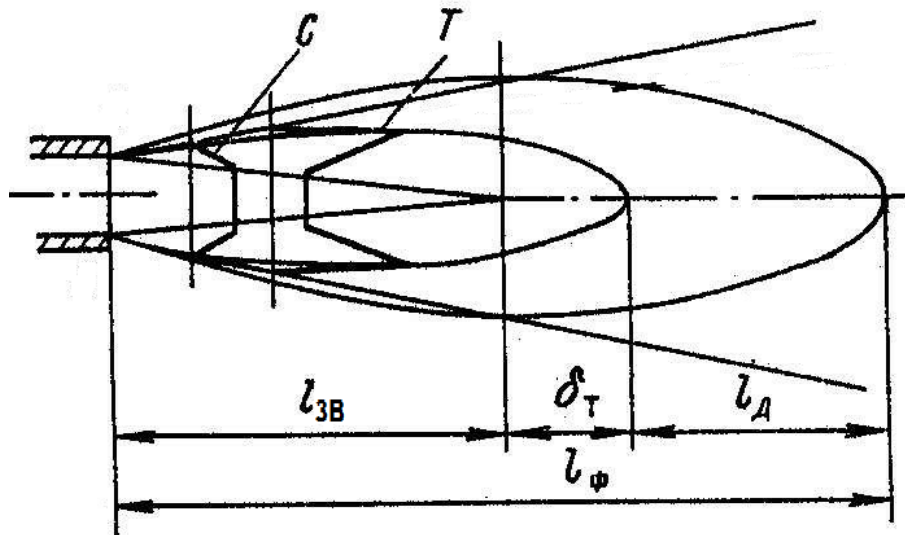


Рис. 3.15. Структура турбулентного факела однородной смеси

По мере приближения к внешней границе температура повышается, а концентрация горючей смеси падает. Воспламенение струи происходит в ее наружных слоях по конической поверхности, где скорость распространения пламени имеет максимальную величину. От воспламенившихся периферийных слоев турбулентной теплопроводностью тепло передается соседним слоям, вызывая их последовательное воспламенение. Длина зоны воспламенения ограничивается точкой, в которой воспламенение впервые достигает оси факела, и рассчитывается по формуле $l_{zv} = WR/U_T$, где U_T – скорость турбулентного распространения пламени. Видимым фронтом горения является участок факела $(l_{zv} + \delta_T)$, где δ_T - толщина фронта горения. В нем происходит воспламенение струи и основное выгорание (до 90 %) горючих. Горение завершается за видимым фронтом, определяя общую длину факела l_ϕ . Участок l_d до границы полного сгорания называют длиной зоны догорания.

3.5. Диффузионное горение газов

В случае, когда через горелку подается газ, не содержащий кислорода, при его поджигании горение происходит за счет потребления кислорода окружающего воздуха, поступающего посредством диффузии. Поскольку горение происходит в процессе взаимной диффузии

горючего и окислителя, причем скорость горения определяется интенсивностью процесса смешения, подобное горение называется диффузионным. В зависимости от характера смешения различают ламинарное и турбулентное диффузионное горение.

Ламинарное диффузионное горение происходит при ламинарном режиме движения газа, вытекающего из горелки. Зона устойчивого горения устанавливается по поверхности, где горючее и окислитель находятся в стехиометрическом соотношении. Образующиеся продукты горения диффундируют как в окружающее пространство, так и внутри факела. Структура диффузионного ламинарного факела показана на рис. 3.16. Концентрация горючего падает от наибольшего значения на оси струи до нуля во фронте пламени, а концентрация кислорода возрастает от нуля во фронте пламени до его значения в окружающем потоке. Концентрация продуктов максимальна во фронте.

В диффузионном ламинарном пламени температура достигает максимального значения в зоне горения. Вытекающий из горелки газ до поступления в зону горения нагревается за счет тепла, переносимого теплопроводностью и диффузией. В случае сжигания углеводородов их нагрев приводит к термическому разложению с образованием сажи и водорода. Находящиеся в пламени мелкодисперсные частицы сажи и свободного углерода, раскалившись за счет выделяемого при горении тепла, вызывают свечение пламени. Диффузионное горение частиц сажи протекает сравнительно медленно, в результате чего может возникнуть недожог топлива.

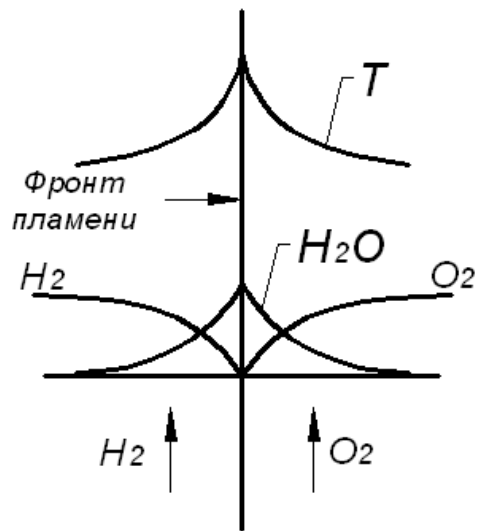


Рис. 3.16. Структура диффузионного ламинарного пламени

Высота ламинарного диффузионного пламени может быть рассчитана по формуле

$$h \approx \frac{WR^2}{2D}, \quad (3.9)$$

где W – скорость истечения газа; R – радиус соплового отверстия; D – коэффициент молекулярной диффузии.

Интенсивность диффузионного сжигания зависит от интенсивности смесеобразования. Поскольку массообмен при турбулентном течении пламени интенсивнее, чем при ламинарном, для промышленных условий более важным является способ турбулентного диффузионного горения. С увеличением скорости размеры факела растут, достигая некоторого максимума. Одновременно начинает теряться правильность очертаний и стабильность его вершины. Начинается турбулизация факела, захватывающая все большую его длину. По мере приближения турбулентного фронта к корню факела высота его несколько снижается, оставаясь дальше более или менее постоянной. По достижении некоторой критической скорости газовой струи весь факел становится турбулентным, и в дальнейшем при увеличении скорости высота факела не изменяется. Относительная высота турбулентного диффузионного факела рассчитывается по формуле

$$h = d \left(1 + V^0 \frac{\rho_B}{\rho_T} \right) 11, \quad (3.10)$$

где h – длина факела; d – диаметр устья горелки; V^0 – теоретический объем продуктов сгорания; ρ_v и ρ_g – плотность воздуха и газа. Переход диффузионного факела от ламинарного режима горения к турбулентному наблюдается у разных газов при различных критериях Re , которое для водорода составляет 2200, для коксового газа - от 3700 до 4000, для оксида углерода – 4750, для пропана и ацетилена - от 8900 до 10400.

Контрольные вопросы

1. Как изменяется T , S , W во фронте пламени?
2. Какая зависимость между скоростью химической реакции и скоростью распространения пламени?
3. Что такое нормальная скорость распространения пламени?
4. Зависимость скорости нормального распространения пламени от коэффициента избытка воздуха.
5. Нормальная скорость распространения пламени в горелки Бунзена.
6. Ламинарное горение.
7. Как меняется структура пламени при переходе из ламинарного в турбулентный режим?
8. Турбулентное горение.
9. Теория поверхностного горения.
10. Теория объемного горения.
11. Структура диффузионного ламинарного пламени.

4. ГОРЕНИЕ ЖИДКИХ ТОПЛИВ

4.1. Основные особенности горения жидкого топлива

Температура воспламенения и температура горения жидкого топлива выше температуры кипения. Поэтому вначале происходит испарение топлива со свободной поверхности за счет подводимой теплоты, а затем пары топлива смешиваются с воздухом, подогреваются до температуры воспламенения и горят, образуя горящий факел.

При установившемся режиме горения скорость горения жидкого топлива, сгораемого в паровой фазе, определяется скоростью испарения жидкости с ее поверхности:

$$W_{\Gamma} = \frac{q_{\text{л}}}{c_{\text{к}}(t_{\text{к}} - t_0) + \chi}, \quad (4.1)$$

где W_{Γ} - скорость горения, отнесенная к единице поверхности испарения, кг/(м² · с); $q_{\text{л}}$ – количество теплоты, излучаемое факелом на свободную поверхность жидкого топлива, Вт/м²; $c_{\text{к}}$ – средняя теплоемкость жидкого топлива, кДж/(кг · К); $t_{\text{к}}$ и t_0 – температура кипения и начальная температура жидкого топлива, °С; χ – теплота испарения жидкого топлива, кДж/кг.

Как следует из данного уравнения, скорость горения со свободной поверхности зависит от температуры подогрева жидкости и интенсивности излучения ее диффузионного факела на поверхность испарения, а для различных жидкостей зависит также от величины теплоты парообразования и теплоемкости.

Горение внутри факела паров жидких топлив можно представить состоящим из двух стадий: диффузионного подвода кислорода к зоне горения и самой химической реакции, протекающей во фронте пламени.

Скорости этих двух стадий не одинаковы; химическая реакция при имеющих место высоких температурах протекает очень быстро, тогда как диффузионный подвод кислорода является медленным процессом, ограничивающим общую скорость горения. Следовательно, в данном случае горение протекает в диффузионной области, а скорость горения определяется скоростью диффузии кислорода в зону горения.

Специфической особенностью горения жидких горючих со свободной поверхности является большой химический недожог, который характерен для каждого горючего. Парообразные углеводороды при движении внутри конусообразного факела до фронта пламени при нахождении в области высоких температур при отсутствии кислорода, подвергаются термическому разложению вплоть до образования свободного углерода и водорода. Раскалившиеся углероды в зоне пламени, за счет выделяемого при горении тепла, влияют на его яркость. Чем больше содержание углерода в жидком топливе и чем меньше он насыщен водородом, тем больше образование чистого углерода, ярче факел и больше химический недожог.

4.2. Горения капли жидкого топлива

Имея в виду, что горение жидких топлив происходит в паровой фазе, процесс горения капли жидкого горючего можно представить следующим образом (рис. 4.1).

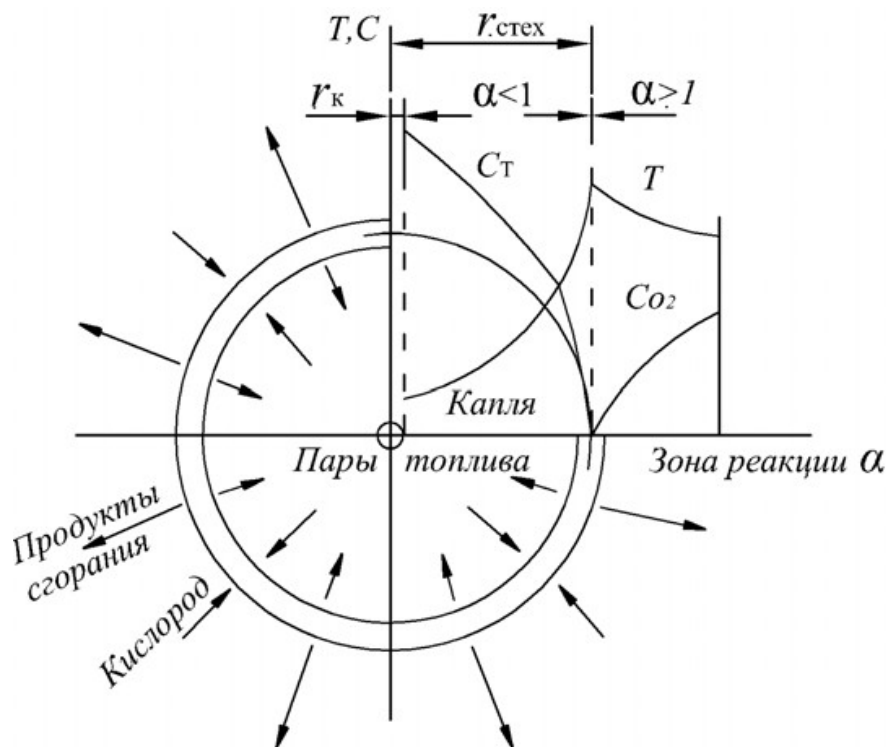


Рис. 4.1. Схема горения капли жидкого топлива:

r_k – радиус капли; C_T – концентрация топлива; C_{O_2} – концентрация кислорода; T – температура

Вокруг капли образуется облако паров, которое диффундирует в окружающую среду. Навстречу происходит диффузия кислорода. В результате на некотором расстоянии $r_{\text{стех}}$ устанавливается стехиометрическое соотношение между горючими газами и кислородом. Здесь и находится фронт горения паров топлива, образующий сферу вокруг капли.

В зоне реакции устанавливается максимальная температура горения, которая затем снижается в обе стороны от фронта горения, но более интенсивно по мере приближения к капле ввиду затраты теплоты на нагрев и испарение топлива.

Скорость горения капли жидкого топлива определяется скоростью испарения с поверхности капли, скоростью химической реакции и скоростью диффузии кислорода к зоне горения. Скорость реакции в газовой фазе очень велика и не может тормозить скорость горения. Количество кислорода, диффундирующего к фронту горения, пропорционально квадрату диаметра шаровой поверхности, на которой протекает горение, поэтому небольшое смещение зоны горения от поверхности капли заметно увеличивает массовый подвод кислорода. Наиболее медленным процессом обычно является испарение, которое и определяет скорость горения капли жидкого топлива.

Время выгорания капли можно рассчитать в первом приближении с помощью уравнения теплового баланса испарения капли за счет тепла, получаемого из зоны горения:

$$qF d\tau = -\rho [c_k(t_k - t_0) + \chi] dV, \quad (4.2)$$

где q – количество теплоты, получаемой из зоны горения единицей поверхности капли, в единицу времени, Вт/(м² · К); F – площадь поверхности капли в данный момент времени, м²; τ – время, с; ρ – плотность жидкого топлива, кг/м³; c_k – средняя теплоемкость жидкого топлива, кДж/(кг · К); t_k и t_0 – температура кипения и начальная температура жидкого топлива, °С; χ – теплота испарения жидкого топлива, кДж/кг; $dV = F dr$ – уменьшение объема капли за промежуток времени $d\tau$, м³.

Сложность интегрирования данного уравнения заключается в том,

что величина q является функцией текущего радиуса капли. Предположим, что теплообмен каплей с окружающей средой определяется только конвекцией (это справедливо для капель малого диаметра). В этом случае тепловой поток, воспринимаемый каплей,

$$q = \alpha(t_{\Gamma} - t_{\text{к}}), \quad (4.3)$$

где α коэффициент теплоотдачи; t_{Γ} – температура окружающей среды (газа); $t_{\text{к}}$ – температура поверхности капли (практически равная температуре кипения капли).

Движение мелких капель жидкого топлива, взвешенных в потоке воздуха, характеризуется малыми относительными скоростями обтекания капли. В этом случае конвективный коэффициент теплоотдачи может быть определен как

$$\alpha = \frac{\lambda_{\Gamma} Nu}{d} = \frac{2\lambda_{\Gamma}}{d} = \frac{\lambda_{\Gamma}}{r}, \quad (4.4)$$

где λ_{Γ} – коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м · К); Nu – критерий Нуссельта; r – текущий радиус капли жидкого топлива, м. Подставив выражение для потока в уравнение теплового баланса, получим

$$\frac{\lambda_{\Gamma}}{r}(t_{\Gamma} - t_{\text{к}})F d\tau = -\rho[c_{\text{к}}(t_{\text{к}} - t_0) + \chi]F dr. \quad (4.5)$$

После интегрирования по времени в пределах от 0 до полного времени выгорания капли τ_{Γ} и по радиусу в пределах от r_0 до 0 получим выражение для определения времени выгорания капли τ_{Γ} в зависимости от ее начального радиуса r_0 и других параметров:

$$\tau_{\Gamma} = \int_0^{r_0} \frac{\rho[c_{\text{к}}(t_{\text{к}} - t_0) + \chi]}{\lambda_{\Gamma}(t_{\Gamma} - t_{\text{к}})} r dr = \frac{\rho[c_{\text{к}}(t_{\text{к}} - t_0) + \chi] r_0^2}{2\lambda_{\Gamma}(t_{\Gamma} - t_{\text{к}})}. \quad (4.6)$$

Опыт показывает, что формула качественно правильно описывает зависимость времени выгорания от диаметра капли и параметров среды.

4.3. Сжигание жидких топлив в факеле

Процесс горения жидкого топлива можно разбить на следующие 4 стадии:

- 1) распыление жидкого топлива с помощью форсунок горелки;
- 2) испарение и образование газозвушной горючей смеси;

- 3) воспламенение горючей смеси внешним источником;
- 4) горение с образованием факела.

Скорость распространения пламени в паровоздушной смеси зависит от состава, концентрации и температуры и достигает максимальной величины в наружных слоях струи. Температура по мере приближения к внешней границе струи повышается, а концентрация компонентов горючей смеси падает. Воспламенение факела происходит у корня с периферии и затем распространяется вглубь струи на всё сечение зоны воспламенения $l_{з.в}$ (рис. 4.2), которая принимает форму вытянутого конуса с основанием на выходном сечении горелки.

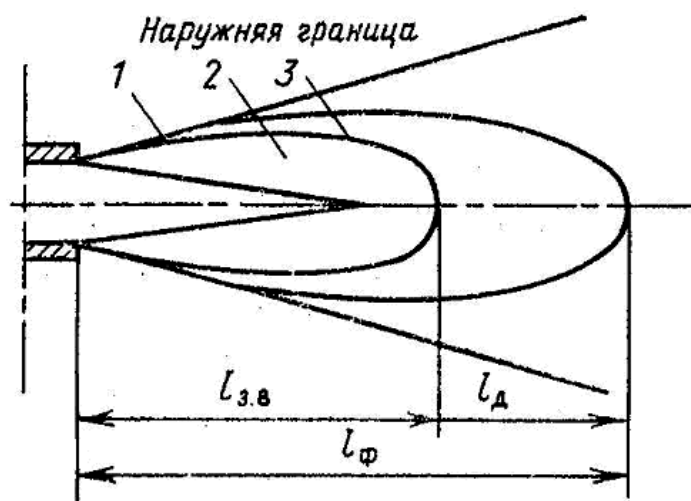


Рис. 4.2. Схема факела жидкого топлива:

1 – зона воспламенения; 2 – область испарения и образования горючей смеси; 3 – область догорания углеводородов; $l_{з.в}$ – длина зоны воспламенения; $l_{д}$ – длина зоны догорания; $l_{ф}$ – длина факела

Горение основной части парообразных углеводородов происходит в зоне воспламенения $l_{з.в}$, занимающей наружный слой факела небольшой толщины. Горение высокомолекулярных углеводородов, сажи, свободного углерода и неиспарившихся капель жидкого топлива продолжается за зоной воспламенения и требует определенного пространства $l_{д}$, обуславливая общую длину факела $l_{ф}$.

Горение основной части парообразных углеводородов происходит в зоне воспламенения, занимающей наружный слой факела. Зона

воспламенения 1 делит пространство на две области: внутреннюю 2, в которой протекает процесс испарения и образования горючей смеси, и наружную 3.

При достаточном количестве кислорода из углеводородов образуется формальдегид, который сгорает с образованием CO_2 и H_2O ($\text{НСОН} + \text{O}_2 = \text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O}$). При недостаточном количестве окислителя после испарения происходит термическое разложение углеводородов с образованием тяжелых высокомолекулярных комплексов вплоть до сажистого углерода.

Для улучшения выгорания топлива необходимый для горения воздух следует подавать в корень факела. Эффективность сжигания жидкого топлива в значительной степени зависит от первых подготовительных этапов, определяемых работой форсунки. Чем меньше диаметр капли жидкого топлива, тем быстрее протекают процессы испарения и смесеобразования.

4.4. Распыливания жидкого топлива

По способу распыливания жидкого топлива форсунки разделяются на паровые и механические. В паровых форсунках первичное дробление производится за счет кинетической энергии пара, истекающего из сопла форсунки. Движущаяся капля подвергается давлению газовой среды, которая стремится расплющить и раздробить каплю. Давление среды на движущуюся в ней каплю определяется силой трения среды на лобовое сечение капли. Давление, создаваемое силами трения,

$$p_1 = \zeta \rho W^2,$$

где ζ – коэффициент сопротивления среды (обычно при $Re = 103 - 105$ составляет 0,2); ρ – плотность среды, кг/м^3 W – относительная скорость капли, м/с .

Поверхностное натяжение придает частице сферическую форму. Давление, определяемое силами поверхностного натяжения, составляет

$$p_2 = \frac{2\sigma}{r},$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, Н/м ;

r – радиус капли, м.

Дробление жидкого топлива на более мелкие капли происходит, когда $p_1 > p_2$, а максимальный диаметр капли определяется при условии $p_1 = p_2$, т.е. $\frac{2\sigma}{r} = \zeta W^2 \rho$. Отсюда максимальный размер капель жидкого топлива может быть рассчитан как

$$r = \frac{2\sigma}{\zeta \rho W^2}.$$

Тонкость распыления зависит от величины поверхностного натяжения, плотности среды и относительной скорости движения капли и газа (воздуха или пара). Поскольку для нефтепродуктов поверхностное натяжение уменьшается с повышением температуры, предварительный подогрев мазута существенно повышает тонкость распыливания.

Вторым типом форсунок являются механические, в которых использование центробежного эффекта приводит к разрыву сплошного потока. Дальнейшее дробление потока осуществляется также за счет давления среды. При использовании механических форсунок распыление улучшается с уменьшением вязкости, коэффициента поверхностного натяжения, диаметра сопла и с увеличением относительной скорости капли и потока.

Контрольные вопросы

1. Скорость горения жидкого топлива и факторы, влияющие на нее.
2. Особенность горения жидких топлив.
3. Недожог и его влияние на пламя.
4. Схема горения капли жидкого топлива.
5. Скорость горения капли жидкого топлива.
6. Время выгорания капли.
7. Стадии горения жидкого топлива.
8. Схема факела жидкого топлива.
9. Способы распыливания жидкого топлива форсункой.
10. Конструкции мазутных форсунок, их достоинства и недостатки.

5. ГОРЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

5.1. Основы кинетики горения углерода

Процесс горения твердого натурального топлива представляет собой комплекс сложных физико-химических явлений: теплообмен частиц со средой, выход и горение летучих, горение коксового остатка.

Принято считать, что процесс горения можно разбить на относительно независимые стадии: прогрев частицы до выхода или воспламенения летучих, горение летучих веществ около частицы, способствующее быстрому прогреву частицы, горение коксового остатка, состоящего практически только из углерода и золы.

Горение летучих, как и прогрев частиц, – относительно быстрый процесс по сравнению с горением коксового остатка. Горение коксового остатка составляет до 90 % общего времени горения угольной частицы. Изменение массы коксовой частицы во времени можно определить следующим образом. Если за время $d\tau$ сферическая частица выгорит настолько, что ее радиус уменьшится на dr , то масса исчезнувшего за это время углерода, кг,

$$dM = -\rho F dr. \quad (5.1)$$

Поток газифицируемого углерода (скорость выгорания углерода), т.е. количество прореагировавшего углерода за единицу времени с единицы поверхности j_c , определится так, кг/(м² · с):

$$j_c = \frac{dM}{F d\tau} = -\frac{\rho F dr}{F d\tau} = -\rho \frac{dr}{d\tau}. \quad (5.2)$$

Время, в течение которого радиус частицы уменьшится от начального размера r_0 до какого-то значения r , определится как интеграл, с,

$$\tau = -\int_{r_0}^r \frac{\rho dr}{j_c}, \quad (5.3)$$

а полное время выгорания частицы как интеграл, с,

$$\tau = -\int_{r_0}^0 \frac{\rho dr}{j_{\tilde{n}}}. \quad (5.4)$$

Горение углерода – гетерогенный процесс, определяемый как кинетикой горения углеродного массива частицы, так и диффузионным переносом кислорода и продуктов сгорания у поверхности горячей частицы.

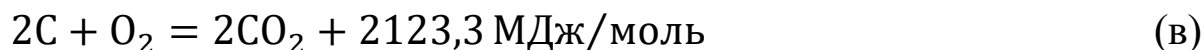
Основные химические реакции горения углерода

Экспериментальные исследования показали, что взаимодействие кислорода с углеродной частицей приводит к образованию как оксида, так и диоксида углерода. Механизм образования первичных окислов следующий: из газового объема кислород адсорбируется на поверхности углерода. На поверхности атомы кислорода вступают в химическое соединение с углеродом, образуя сложные углеродно-кислородные комплексы C_xO_y . Комплексы распадаются с образованием CO_2 и CO . Скорость распада сильно увеличивается с ростом температуры. Кроме первичных реакций существенное влияние на скорость горения оказывают вторичные реакции: взаимодействие углерода с диоксидом углерода и реакция горения оксида углерода. Горение углерода можно формально характеризовать следующими химическими реакциями:

– первичные реакции углерода с кислородом:



– вторичная гомогенная реакция горения оксида углерода в пограничном слое



– вторичная гетерогенная реакция взаимодействия диоксида углерода с углеродом



При гетерогенном горении углерода реакция протекает на его поверхности, к которой поступают молекулы кислорода из газового объема. Обычно считают, что изменение констант скоростей реакций от температуры подчиняется закону Аррениуса. Тогда для каждой гетерогенной реакции будет справедливо равенство

$$j_i = c_i k_{0i} \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right), \quad (5.5)$$

где i – номер реакции.

В настоящее время имеется обширный экспериментальный материал по значениям кинетических констант реакций углерода различных видов топлива с газами. Энергия активации для реакции (а), для коксов

различных топлив имеет следующие значения, кДж/моль:

древесный уголь	75–84
торф	85
бурый уголь	90–105
каменный уголь	115–135
тощий уголь и антрацит	140–146
электродный уголь	167

На основании экспериментальных данных обнаружена связь между величиной энергии активации E , Дж/моль, и величиной предэкспоненциального множителя, который может быть рассчитан по выражению [11].

$$\ln k_1 = 0,208 \cdot 10^{-4} E_1 + 1. \quad (5.6)$$

Исследования показали, что между энергиями активации различных реакций углерода с O_2 и CO_2 для одного и того же кокса имеется определенная связь: $E_2/E_1 = 1,1,1$; $E_3/E_2 = 2,2$, где индексы указывают на номер реакции.

Теория гетерогенного горения углерода

В чистом виде гетерогенные реакции проявляются в крайне ограниченных областях температур, когда скорости этих реакций малы. Искажение закона реагирования вызывается появлением диффузионного торможения: диффузией кислорода и продуктов горения в объеме, окружающем горящую частицу, и диффузией внутри массы кокса.

Физическая картина заключается в следующем: кислород подводится к внешней поверхности куска, на участках этой поверхности, где нет трещин, часть кислорода вступает в соединение с углеродом и выделяется определенное количество оксида и диоксида углерода.

При горении углеродной частицы можно выделить два основных процесса, определяющих скорость выгорания: диффузию кислорода к поверхности углеродной частицы и собственно скорость химического реагирования кислорода с углеродом [6].

Рассмотрим общую теорию гетерогенного горения на примере горения одиночной углеродной сферической частицы, принимая следующие условия (рис. 5.1):

1. Концентрация кислорода по всей поверхности одинакова.
2. Реакция протекает на поверхности с образованием конечных продуктов, вторичное реагирование на поверхности и в газовом объеме отсутствует, т.е. идет только реакция (а).
3. Имеет место реакция первого порядка по кислороду.

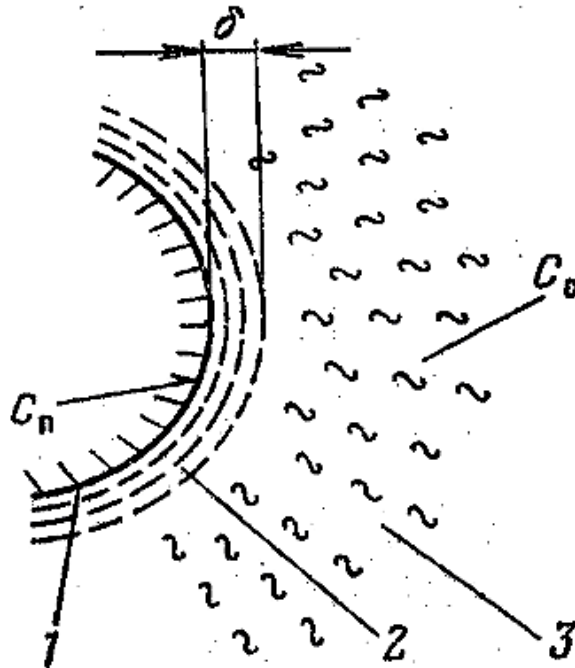


Рис. 5.1. Схема горения углеродной частицы:

1 – поверхность частицы; 2 – пограничная пленка; 3 – зона турбулентного потока; c_0 – концентрация кислорода в объеме газа; $c_{\text{П}}$ – концентрация кислорода на поверхности частицы; δ – толщина диффузионного пограничного слоя

Поток кислорода, поглощаемый за счет химического реагирования, может быть рассчитан по формуле, кг/(м² · с),

$$j = kc_{\text{П}}, \quad (5.7)$$

где k – константа скорости химического реагирования, м/с; $c_{\text{П}}$ – концентрация кислорода на поверхности частицы кокса, кг/м³. С другой стороны, поток кислорода, доставляемый за счет диффузии к реагирующей поверхности, кг/(м² · с),

$$j = \alpha_D(c_0 - c_{\text{П}}), \quad (5.8)$$

где α_D – коэффициент диффузионного массообмена, м/с; c_0 – концентрация кислорода в объеме газа, кг/м³.

Приравнивая потоки и исключая неизвестное значение концентрации углерода на поверхности c_{Π} , получим выражение для константы обобщающей скорости взаимодействия кислорода с горячей углеродной частицей, включающей как диффузионное сопротивление, так и сопротивление химической реакции, кг/(м² · с),

$$j = \alpha_{\text{эф}} c_0 = \frac{c_0}{\frac{1}{k} + \frac{1}{\alpha_D}}, \quad (5.9)$$

где $\alpha_{\text{эф}}$ – коэффициент реакционного газообмена, м/с.

В области низких температур скорость химических реакций мала (рис. 5.2) и во много раз меньше скорости ($k \ll \alpha_D$, $1/k \gg 1/\alpha_D$), с которой кислород может быть доставлен диффузией к поверхности. Процесс ограничивается скоростью самого химического реагирования ($j = kc_0$). Поэтому эта область протекания реакции получила название кинетической. Концентрация кислорода на поверхности частицы равна концентрации кислорода в объеме газа $c_{\Pi} = c_0$. При высоких температурах горение в кинетической области может наступить при больших скоростях потока и малых размерах частиц топлива.

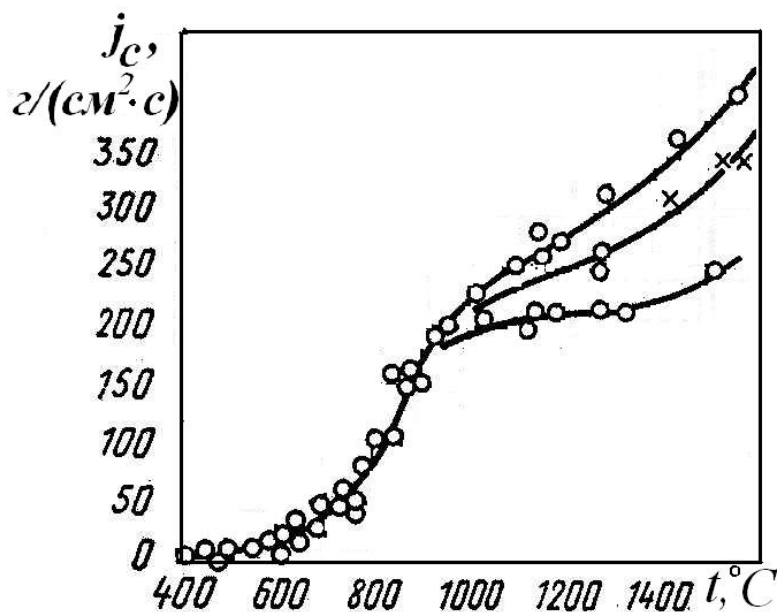


Рис. 5.2. Зависимость удельного потока реагирования антрацитов от температуры по опытам Л.Н. Хитрина [5]

При высоких температурах скорость реакции, определяемая законом Аррениуса $k = k_0 \cdot \exp[-E/(RT)]$, настолько возрастает, что процесс горения начинает лимитироваться скоростью доставки кислорода к частице $k \gg \alpha_D$ ($1/k \ll 1/\alpha_D$). Скорость реакции настолько велика, что доставляемый диффузией кислород мгновенно вступает в химическую реакцию $c_{\text{П}} \rightarrow 0$. Скорость горения в этом случае определяется скоростью диффузии кислорода к поверхности частицы ($j = \alpha_D c_0$), режим горения называется диффузионным.

При сжигании твердого топлива в плотном либо псевдооживленном слое горение крупных частиц идет обычно в диффузионной области. При пылевидном сжигании относительная скорость между газом и топливной частицей невелика, при этом число Шервуда стремится к двум: $Sh = \alpha_D \delta / D = 2$. В данном выражении коэффициент молекулярной диффузии рассчитывают, как коэффициент взаимодиффузии кислорода в азоте

$$D = 0,16 \cdot 10^{-4} (T/273)^{1,9}. \quad (5.10)$$

В данной области поток почти пропорционален температуре ($j = \alpha_D c_0 \sim D c_0 \sim T^{1,9} \cdot T^{-1} \sim T^{0,9}$). С уменьшением диаметра частицы падает диффузионное сопротивление ($1/\alpha_D = \delta/2D$), т.е. уменьшение диаметра пылевых частиц позволяет повысить скорость их горения.

Роль вторичного реагирования

Поток кислорода, поступающего на реагирование j , связан с потоком реагирующего углерода j_c соотношением $j_c = \nu j$, где ν – стехиометрический коэффициент, зависящий от выхода конечных продуктов CO и CO₂.

При реагировании только до CO₂ ($C + O = CO_2$) $\nu = 12/32 = 0,375$.

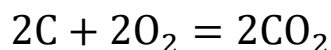
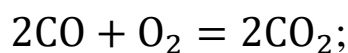
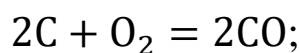
При реагировании только до CO ($2C + O_2 = 2CO$) $\nu = 24/32 = 0,75$.

Таким образом, количество газифицированного углерода зависит от того, какие протекают реакции.

Процесс химического реагирования углеродной частицы, обтекаемой потоком с малой скоростью, может быть представлен следующей схемой (рис. 5.3):

1. При сравнительно невысоких температурах $t \gg 700^\circ\text{C}$ кислород реагирует с углеродом с образованием CO и CO_2 . Реакции (в) и (г) при этих температурах практически не идут. Поскольку CO и CO_2 образуются в практически равных количествах, стехиометрический коэффициент $\nu \approx (0,75 + 0,375)/2 \approx 0,5$.

2. При более высоких температурах $t = 700 - 1200^\circ\text{C}$ оксид углерода может вступить во вторичную реакцию (в) и сгореть в пограничном слое, потребляя часть кислорода, поступающего к поверхности частицы. В этом случае сумма реакций (б) и (в) может быть представлена результирующей реакцией (а):



и стехиометрический коэффициент $\nu = 0,375$.

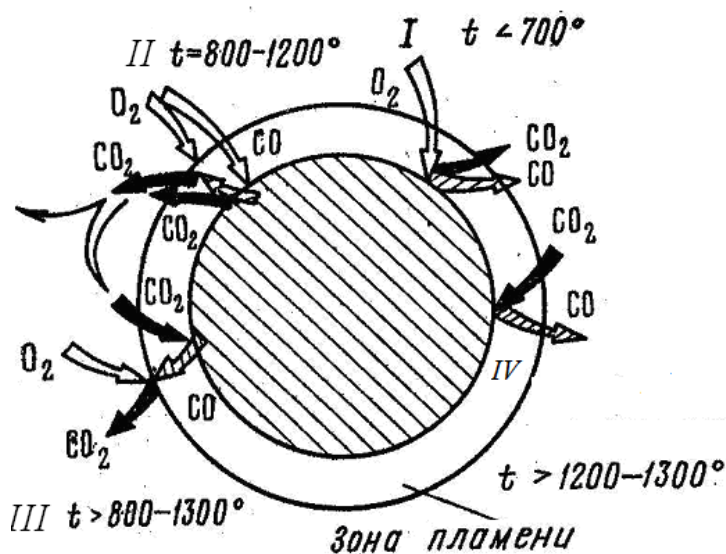
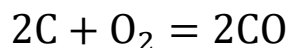
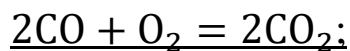
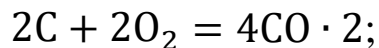


Рис. 5.3. Влияние вторичного реагирования на поток газифицированного углерода

3. При температуре более 1200°C становится заметной реакция (г), углекислота может частично возвратиться и вступить во вторичную реакцию с углеродом, образуя оксид углерода. Поэтому при температурах $t = 1200 - 1300^\circ\text{C}$ стехиометрический коэффициент возрастает и может быть принят в этом диапазоне температур равным $\nu \approx 0,5$.

4. При очень высоких температурах $t > 1300^\circ\text{C}$ процесс восстановления CO_2 по реакции (г) может протекать настолько быстро, что при вторичном реагировании будет образовываться такое количество оксида углерода, на окисление которого затратится весь кислород. В этом случае кислород не будет достигать поверхности частицы и основным процессом станет реагирование углерода с углекислотой. В этом случае результирующей реакцией является реакция (б):



и стехиометрический коэффициент равен $\nu = 0,75$.

Время выгорания частицы углерода

Для многих задач практики сжигания наиболее интересной величиной является длительность горения частицы топлива. В частности, в случае пылеугольного сжигания, когда твердое топливо движется вместе с воздухом, именно время сгорания топлива важно для расчета габаритов топки.

Подставляя (5.9) в (5.4), рассчитаем время, в течение которого радиус частицы кокса уменьшается от начального размера r_0 до 0, учитывая, что $\alpha_D = \frac{Sh \cdot D}{\delta} = \frac{Sh \cdot D}{2r}$:

$$\tau = -\rho \int_{r_0}^0 \frac{dr}{j_c} = + \int_0^{r_0} \frac{dr}{\nu c_0} (1/k + 1/\alpha_D) = \frac{\rho r_0}{\nu k c_0} + \frac{\rho r_0^2}{Sh \cdot \nu D c_0}, \quad (5.11)$$

где Sh – число Шервуда.

Таким образом, полное время горения частицы описывается зависимостью, представляющей собой сумму «кинетического» и «диффузионного» времени горения. При пылеугольном сжигании $Sh \rightarrow 2$, и тогда полное время сгорания одиночной углеродной частицы может быть рассчитано как

$$\tau = \frac{\rho r_0}{\nu k c_0} + \frac{\rho r_0^2}{2\nu D c_0}. \quad (5.12)$$

Исследования, проведенные во Всероссийском теплотехническом институте, показали, что горение частиц размером более 100 мкм идет в диффузионной области. В кинетической области идет горение частиц

антрацита размером менее 100 мкм. Время выгорания для частиц от 100 мкм до 1 мм может быть рассчитано по эмпирической формуле [7]

$$\tau_{\text{г.к.}} = k_{\text{г.к.}} \cdot 2,21 \cdot 10^8 \frac{\rho \delta^2}{T^{0,9}} O_2, \quad (5.13)$$

где $k_{\text{г.к.}}$ – коэффициент, учитывающий свойства угля; ρ – плотность топлива, кг/м³; δ – диаметр частиц топлива, м; T – температура, К; O_2 – концентрация кислорода, %. Сопоставим эмпирическую формулу с аналитическим выражением (5.12) для диффузионного режима выгорания одиночной частицы

$$\tau = \frac{\rho r_0^2}{2\nu D c_0}. \quad (5.14)$$

Подставим в (5.14) выражения для расчета коэффициента молекулярной диффузии (5.10) и концентрации кислорода в виде

$$c_0 = 1,429 \frac{O_2}{100} \left(\frac{273}{T} \right). \quad (5.15)$$

После преобразований получим

$$\tau = \frac{\rho r_0^2}{2\nu D c_0} = \frac{c r_0^2}{2\nu_0 1,429 \cdot \frac{O_2}{100} \left(\frac{273}{T} \right) \cdot 0,16 \cdot 10^{-4} \left(\frac{T}{273} \right)^{1,9}} = K \frac{c r_0^2}{O_2 \cdot (T)^{1,9}}. \quad (5.16)$$

Аналитическое выражение с точностью до постоянной K совпадает с эмпирическим. Это обстоятельство и свидетельствует о том, что горение коксовых частиц с размером более 100 мкм при температуре более 1200°С протекает в диффузионной области реагирования.

5.2. Горение угольной пыли в факеле

Пылевидный способ сжигания твердых топлив в факеле имеет определенные преимущества перед другими способами сжигания: позволяет сжигать многозольные и высоковлажные топлива, увеличить плотность теплового потока, полностью механизировать и автоматизировать подачу и сжигание топлива, удаление шлаков и золы.

Особенности:

1. В факеле горят частицы, размеры которых отличаются на один-два порядка, т.е. сжигают полифракционную пыль. Измельчение обеспечивает хороший контакт горючего и окислителя и быстрое выгорание топлива.

2. Пылинки вследствие своего малого размера движутся практически вместе с потоком газов, скорости их обтекания невелики. И даже для крупных частиц (200–300 мкм) можно считать, что критерий Шервуда стремится к минимальному значению, равному двум.

3. Наличие летучей части принципиально отличает процесс выгорания натурального топлива от процесса выгорания чистого углерода. Летучие вещества существенно облегчают воспламенение. Летучие, выделяемые мелкими частицами (до 200 мкм), насыщают газовый объем, образуя горючую газоздушную смесь, которая и начинает гореть. Для крупных частиц (более 500 мкм) воспламенение летучих начинается около поверхности частицы.

4. В начале процесса горения может наблюдаться одновременное выгорание летучих и кокса. Однако горение коксового остатка является наиболее длительной стадией (до 90 % общего времени горения частицы).

5. Необходимо учитывать, что частицы горят не отдельно друг от друга, а во взаимодействии. Совместное горение частиц определяет изменение концентрации кислорода по длине факела. В начале факела, в зоне высоких концентраций кислорода, будет выгорать большое количество мелких пылинок, а горение средних и крупных пылинок будет происходить в зоне с низкой концентрацией кислорода. Поэтому для полного выжигания нужно или растягивать факел или уменьшать размер частиц.

Аналитический расчет выгорания твердого топлива в неизотермическом трехмерном полидисперсном факеле возможен только с использованием численных методов. Рассмотрим упрощенную модель выгорания монодисперсной пыли в изотермических условиях по длине факела (одномерная задача).

Для расчета выгорания частицы в одномерном факеле может быть использовано уравнение для скорости выгорания одиночной частицы [8]

$$\frac{dr}{d\tau} = -\frac{j_c}{\rho} = -\frac{vc}{\rho\left(\frac{1}{k} + \frac{1}{\alpha_D}\right)} \quad (5.17)$$

или уравнение, записанное через изменение диаметра частицы,

$$\frac{d\delta}{d\tau} = - \frac{2\nu c}{\rho \left(\frac{1}{k} + \frac{1}{\alpha_D} \right)}. \quad (5.18)$$

При выгорании угольной пыли концентрация по длине факела постоянно уменьшается. Она связана с коэффициентом избытка воздуха и текущей механической неполнотой сгорания соотношением (2.15)

$$\alpha = \frac{c_0(1-q_4)}{c_0-c} \Rightarrow c = c_0 \frac{\alpha-1+q_4}{\alpha}. \quad (5.19)$$

В свою очередь, механическая неполнота сгорания пропорциональна отношению кубов диаметров текущего и начального диаметра частиц:

$$q_4 = \left(\frac{\delta}{\delta_0} \right)^3. \quad (5.20)$$

Заменяя изменение во времени на изменение по длине факела $d\tau = dl/dw$ и подставляя в (5.17) выражения (5.18) и (5.19), получим дифференциальное уравнение для изменения диаметра выгорающих частиц по

$$w \frac{d\delta}{dl} = - \frac{2\nu c_0 \frac{\alpha-1+(\delta/\delta_0)^3}{\alpha}}{\rho \left(\frac{1}{k} + \frac{1}{\alpha_D} \right)}. \quad (5.21)$$

Интегрирование данного уравнения при начальных условиях $l=0$, $c=c_0$, $\delta=\delta_0$ позволяет получить изменение потерь с механической неполнотой сгорания по длине факела (рис. 5.4). При коэффициенте избытка воздуха $\alpha=1$ длина факела стремится к бесконечности. С увеличением коэффициента избытка воздуха длина факела заметно уменьшается.

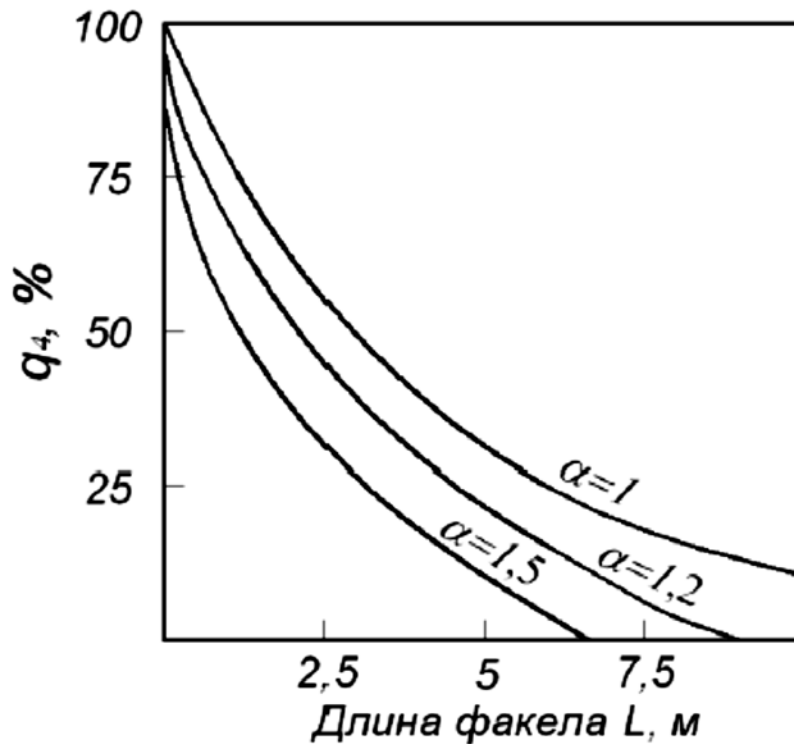


Рис. 5.4. Потери с механической неполнотой сгорания по длине факела при различных коэффициентах избытка воздуха

5.3. Свойства угольной пыли

Тонкость помола и зерновая характеристика угольной пыли

Качество пыли характеризуется тонкостью помола и соотношением фракций. Гранулометрический состав топлива определяют методом ситового анализа. Для этого навеску топлива массой 50–100 г рассеивают на стандартном наборе сит и определяют массу топлива, оставшегося на каждом сите, g_i – остаток топлива в диапазоне размеров от δ_i до δ_{i+1} . Полный остаток R_i на сите (масса, выраженная в процентах) является суммой остатка на данном сите и остатков на вышележащих ситах.

С помощью сит возможно рассеивать только пыль с размером зерен более 40 мкм. Анализ фракционного состава более мелкой пыли проводят методом воздушной классификации.

Для наглядности и удобства использования результаты рассева изображают графически в виде зерновой характеристики, где по оси абсцисс отложен размер сита, а по оси ординат полный остаток на сите

данного размера. Анализ многочисленных зерновых характеристик размола различных видов топлив показал, что все кривые описываются уравнением Розина – Раммлера (рис. 5.5)

$$R_x = 1 - \exp(-b\delta^n), \quad (5.22)$$

где δ – текущий размер угольной пыли; b и n – постоянные для данного топлива и данного метода размола величины, b – характеризует тонкость измельчения, чем больше b , тем тоньше пыль: $b = 4 \cdot 10^{-3}$ – для грубой пыли, $b = 40 \cdot 10^{-3}$ – для тонкой; n – коэффициент полидисперсности пыли – характеризует структуру пыли с точки зрения равномерности помола. Чем выше n , тем меньше отличаются своими размерами частицы. Для промышленных условий коэффициент n имеет значение 0,75 – 1,5.

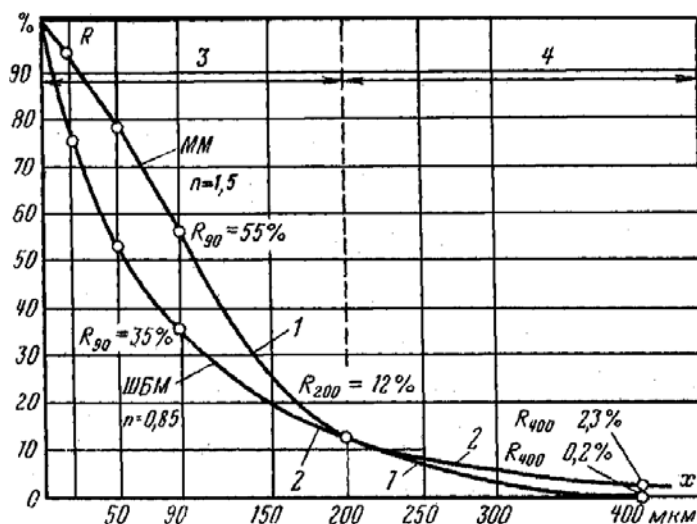


Рис. 5.5. Полные зерновые характеристики пыли бурого угля, полученной на двух типах мельниц:

- 1 – размол в молотковой мельнице; 2 – размол в шаровой барабанной мельнице; 3 – область тонких фракций пыли;
- 4 – область грубых фракций пыли

Уравнение Розина – Раммлера может быть представлено в следующем виде:

$$R_\delta = 100 \cdot \exp\left(-\left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^n\right), \quad (5.23)$$

где δ_0 – характерный размер частиц в навеске, равный $\delta_0 = 1/\sqrt[n]{b}$.

При $\delta = 0$ остаток на сите $R_\delta = 100\%$, при $\delta \rightarrow \infty$ $R_\delta = 0$, т.е. больших частиц мало. По физическому смыслу δ_0 – это размер, при котором средняя удельная поверхность частиц размером δ_0 равна средней удельной поверхности рассматриваемых полидисперсных частиц.

При наличии экспериментальных данных по остаткам на сите коэффициенты в уравнении Розина – Раммлера находят, дважды логарифмируя выражение (5.34):

$$\ln[-\ln(R_\delta/100)] = \ln(\delta/\delta_0)^n = n \ln \delta - n \ln \delta_0 \quad (5.24)$$

и обрабатывая данные в координатах $\ln \delta = \ln(-\ln R_\delta)$, в которых уравнение (5.24) представляет собой уравнение прямой с искомыми величинами n и δ_0 .

Затраты энергии на размол топлива

При измельчении того или иного материала можно установить определяющие величины, которые могут достаточно точно характеризовать затраты энергии на размол. Применительно к размолу топлива в мельницах используют закон Реттингера: работа, затраченная на измельчение материала, пропорциональна вновь полученной поверхности:

$$\mathcal{E} = \frac{N}{B} = A(f_{\text{пл}} - f_{\text{др}}), \quad (5.25)$$

где \mathcal{E} – энергия, затраченная на размол топлива, кВт · ч/кг; N – расходуемая мощность, кВт; B – расход топлива, кг/ч; A – удельный расход электроэнергии на измельчение материала, отнесенный к 1 м^2 поверхности, кВт · ч/м²; $f_{\text{пл}}$ – конечная поверхность 1 кг/пыли, м²/кг; $f_{\text{др}}$ – первоначальная поверхность дробленки, м²/кг.

Поскольку $f_{\text{пл}} \gg f_{\text{др}}$, энергия $\mathcal{E} \approx Af_{\text{пл}}$. Удельный расход энергии определен для большинства видов топлив, поэтому можно рассчитать затраты, если известна поверхность пыли. Поверхность пыли можно определить по следующей формуле, м²/кг.

$$f_{\text{пл}} = \frac{450 \cdot 10^3}{\rho_{\text{тл}}} \frac{1}{n} \left(\ln \frac{100}{R_{90}} \right)^{1/n} \cdot k_\phi, \quad (5.26)$$

где $\rho_{\text{тл}} \approx 1700 - 1840$ кг/м³.

Среднее значение фактора формы $k_\phi \approx 1,75$. В основном

поверхность пыли определяется ее мелкими фракциями. Возникновение механического недожога антрацитов и каменных углей в камерной топке связано с содержанием грубых фракций с размером более 250–300 мкм с $V^{\Gamma} < 25\%$ и более 50 – 600 мкм с $V^{\Gamma} < 30\%$.

Контрольные вопросы

1. Механизм горения твердого топлива.
2. Химические реакции горения углерода.
3. Связь между величиной энергии активации и величиной предэкспоненциального множителя.
4. Теория гетерогенного горения углерода.
5. Схема горения углеродной частицы.
6. Время выгорания частицы углерода.
7. Схема вторичного reagирования.
8. Механизм горения угольной пыли и его достоинства.

6. РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ

6.1. Горение в потоке

На практике широко используется горение в проточных системах (реактивные двигатели, топки и т.д.), в которых подается и перемешивается смесь реагентов, инициируется реакция, отводятся продукты реакции.

Реактор идеального вытеснения использует индукционный режим горения за счет саморазогрева смеси, движущейся в трубе без конвективного перемешивания (аналог реакции в покоящейся среде при постоянном давлении). Скорость газа пропорциональна температуре:

$$\rho u = \rho_0 u_0, \rho T \approx \rho_0 T_0 \Rightarrow u \approx u_0 T / T_0.$$

Химическая реакция происходит по истечении периода индукции адиабатического теплового взрыва t_{ia} . Большая часть реактора используется неэффективно – реакция в ней идет очень медленно. Ускорить ее можно, повысив температуру за счет смешивания свежей смеси с продуктами горения. Параметры на входе в реактор: a_0, T_0 . В результате быстрого перемешивания параметры в объеме реактора и на выходе – постоянные a, T (гомогенный химический реактор – реактор идеального перемешивания).

Баланс поступления, отвода и потребления реагента:

$$G a_0 = G a + V W(a, T),$$

$G = const$ – полный массовый поток, a – относительная массовая концентрация реагента, V – объем. Тепловой баланс:

$$G(Q a_0 + c_p T_0) = G(Q a + c_p T).$$

Исключая a , запишем функцию тепловыделения:

$$Q W_1(T) = G c_p (T - T_0) / V, \quad (6.1)$$

$$W_i = k_0 a_0^n \left(\frac{T_b - T}{T_b - T_0} \right)^n \exp \left(\frac{-E}{RT} \right), \quad T_b - T_0 = \frac{Q a_0}{c_p}.$$

где W_i – скорость реакции по одному из компонентов, k – константа скорости реакции, E – энергия активации реакции

Представим решения уравнение (6.1) в графической форме – точки пересечения кривой тепловыделения с прямой теплоотвода (теплоотвод

– за счет удаления продуктов реакции из объема), см. рис. 6.1. Существует три варианта пересечения (в зависимости от наклона линий 1–3, соответствующих теплоотводу).

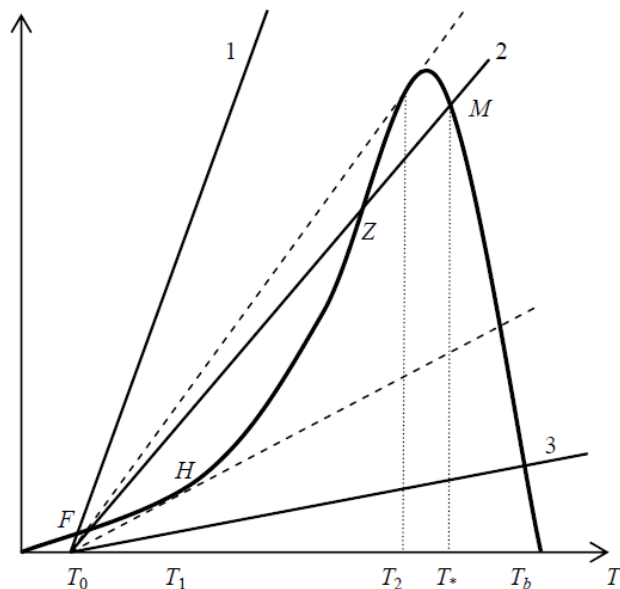


Рис. 6.1. Графическое представление стационарных решений уравнения (6.1)

При большой скорости потока (линия 1) теплоотвод доминирует, возможен единственный стационарный режим (точка F) с малой скоростью реакции и малым выгоранием.

При низком значении G (линия 3) время пребывания V/G превышает адиабатический период индукции t_{ia} и реализуется стационарный режим с температурой близкой к T_b .

В промежуточном случае (линия 2) имеется несколько стационарных решений (точки F, Z, M), причем решение, которому соответствует точка Z , неустойчиво. Реализация того или иного из устойчивых стационарных режимов определяется предшествующим состоянием.

При увеличении времени пребывания точки F и Z стремятся к H , которая отвечает условию касания линий тепловыделения и теплоотвода. После этого режим медленной реакции невозможен, реализуется режим самовоспламенения (предвзрывной разогрев, как и при тепловом взрыве, $\Theta = RT_0^2/E$). Режимы сменяются скачкообразно. Аналогично,

при уменьшении времени пребывания режим воспламенения скачком сменяется режимом медленной реакции, этому моменту соответствует верхняя штриховая линия на рис. 6.1. В области между штриховыми линиями существует два устойчивых стационарных решения, отвечающих различным режимам работы реактора. На рис. 6.2 эта область расположена между значениями полного массового потока G_1 и G_2 . G_1 соответствует самовоспламенению, G_2 – потуханию («верхний» предел горения). Видно, что зависимость температуры от полного массового потока имеет гистерезисный характер. При $G_1 < G < G_2$ режим определяется предыдущим состоянием смеси. Пунктирная часть кривой на рис. 6.2 соответствует неустойчивым стационарным режимам (Z).

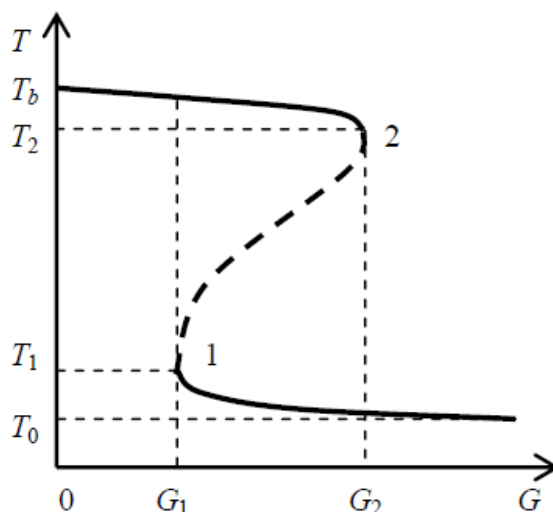


Рис. 6.2. Режимы работы реактора идеального перемешивания в зависимости от полного массового потока

Из уравнения (6.1) при условии $dG/dT = 0$ получим (при $n = 1$):

$$T_1 \approx T_0 + \frac{RT_0^2}{E}, \quad T_2 \approx T_b - \frac{RT_b^2}{E},$$

$$G_1 \approx eVk_0 \frac{E(T_b - T_0)}{RT_0^2} \exp\left(\frac{-E}{RT_0}\right), \quad G_2 \approx \frac{1}{e}Vk_0 \frac{RT_b^2}{E(T_b - T_0)} \exp\left(\frac{-E}{RT_b}\right).$$

здесь T_0 – начальная температура; отсюда можно получить оценку для величины T_b – адиабатической температуры сгорания.

Изучение реакций в реакторе идеального перемешивания позволяет установить кинетические параметры реакции.

Теплонапряженность (ккал/м³час) $\Gamma = QW$ определяет интенсивность тепловыделения в химическом реакторе. Режим, соответствующий точке M , реализует высокую теплонапряженность. Температура близка к максимальной, выгорание реагентов велико, скорость реакции максимальна:

$$T_* = T_b \left(1 - \frac{nRT_b}{E}\right), a_* = \frac{a_0 nRT_b^2}{E(T_b - T_0)}, W = W_{max} \approx \frac{k_0}{E} \left(\frac{a_0 nRT_b^2}{E(T_b - T_0)}\right)^n \exp\left(\frac{-E}{RT_b}\right)$$

В случае цепного механизма самовоспламенения примешивание продуктов реакции позволяет резко сократить период индукции.

Для повышения степени химического превращения смесь, отводимая из реактора идеального перемешивания, дожигается в реакторе идеального вытеснения. Это обеспечивает максимальную теплонапряженность.

В противоточных теплообменниках исходная смесь нагревается продуктами реакции, что позволяет без использования внешних источников энергии получать температуры, превышающие адиабатическую температуру горения T_b .

Если учесть теплоотдачу из реактора идеального перемешивания (неадиабатические условия), угол наклона прямых теплоотода увеличится, уравнение (6.1) примет вид:

$$GV^{-1}(T - T_0)(c_p + \alpha S/G) = QW_1(T),$$

где α – коэффициент теплоотдачи, S – площадь поверхности реактора, $(c_p + \alpha S/G)$ – эффективная теплоемкость. Наряду с характерным временем пребывания, характерным временем реакции, возникает характерное время теплоотдачи в стенки. При высоких значениях α высокотемпературный режим не реализуется при любом расходе. При низких значениях G реализуется низкотемпературный режим, в отличие от адиабатического реактора (потухание реактора при уменьшении расхода – «нижний» предел горения).

Чтобы точка фронта пламени находилась в потоке горючего газа в стационарном положении – не двигалась бы вперед по потоку и не сносились бы потоком – должно выполняться локальное условие

стабилизации пламени. Скорость горючего газа (проекция на нормаль к поверхности пламени) должна быть равна нормальной скорости пламени. Интегральное условие стабилизации пламени заключается в равенстве расхода подаваемой горючей смеси и произведения площади пламени на массовую скорость горения ($\rho_0 u_n$). По интегральному условию можно сделать важные оценки. Например, если при заданном расходе газа вычисленная площадь поверхности пламени окажется меньше сечения канала, то пламя будет распространяться навстречу потоку. Если, наоборот, площадь поверхности пламени больше сечения канала, то в однородном потоке стабилизироваться может только пламя с наклонной или искривленной поверхностью.

При достаточно высоком расходе стабилизация ламинарного пламени в однородном потоке не достигается (зона горения сносится потоком). Однако она возможна при нарушении однородности потока, которое приводит к наличию так называемой удерживающей точки (линии). В этой ситуации малая область обеспечивает стабилизацию (удержание) большого пламени. В этой области обеспечивается непрерывное поджигание горючей смеси (электрическим разрядом, раскаленной проволокой, горячими продуктами реакции в рециркуляционной зоне, возникающей за плохо обтекаемым телом или в закрученном потоке, факелом дополнительного пламени и т.п.). Если удерживающая точка находится на оси трубы, то стационарная форма пламени – конус. Угол определяется из условия равенства нормальной составляющей скорости газа и нормальной скорости пламени $U \sin \theta = u_n$ (см. рис. 6.3; см. раздел 1). Тепловые возмущения распространяются вдоль поверхности пламени со скоростью $U \cos \theta$, создавая необходимые условия для воспламенения.

Горелка Бунзена – пример пламени, стабилизированного на срезе узкой трубки за счет формирования поджигающего кольца вследствие гидродинамических и тепловых причин. Вблизи стенок скорость потока ниже нормальной скорости пламени, но пламя не проникает в трубку вследствие тепловых потерь (предел распространения пламени). Поджигающее кольцо устанавливается на таком расстоянии, где

нормальная скорость пламени (с учетом теплопотерь) равна локальной скорости потока $u_n = U \cos \theta$. Отдаление пламени приводит к увеличению нормальной скорости горения и наоборот – положение поджигающего кольца устойчиво. Острый угол при вершине конуса сглажен, т.к. пламя имеет конечную толщину.

При нестационарном горении понятие удерживающей точки заменяется понятием *ведущей точки* – наиболее выдвинутой в сторону реагентов точки поверхности фронта, от которой передаются условия поджигания другим точкам фронта пламени.

Если пламя движется в потоке в горизонтальной трубе в условиях гравитации, то в силу естественной конвекции в верхней части трубы содержится больше продуктов реакции (их плотность ниже), а в нижней – больше холодного газа. В результате фронт в верхней части больше выдвинут в сторону холодного газа, а в нижней части – отстает. Поле течения неоднородно и тоже несимметрично относительно оси трубы. Поверхность – не плоская, ее площадь S_f превышает площадь поперечного сечения трубы S_0 . Скорость ведущей точки (и пламени в целом) равна $u_A = u_n S_f / S_0 = U_{max} + u_n$ (сумме максимальной скорости газа и u_n).

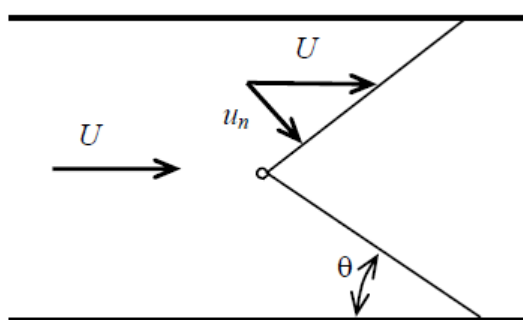


Рис. 6.3. Форма фронта пламени в потоке при наличии удерживающей точки, расположенной на оси трубы

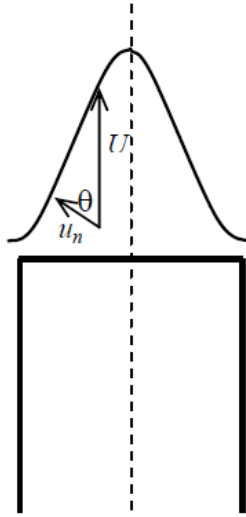


Рис. 6.4. Схема бунзеновской горелки

Критерием подобия для данного явления при изменении радиуса трубы r_0 служит условие $F = u_n^2 / gr_0 = const$ (число Фруда), $u_A / u_n = f(\sqrt{gr_0} / u_n)$.

Если пламя распространяется под некоторым углом к набегающему потоку, то структура пламени не отличается от структуры плоского одномерного пламени в неподвижной смеси: в силу инвариантности относительно преобразований Галилея можно выбрать инерциальную систему отсчета, движущуюся с постоянной скоростью вдоль фронта (равной касательной составляющей скорости потока), в которой течение становится одномерным. Даже в случае искривленного фронта пламени эти рассуждения сохраняют справедливость для каждого элемента поверхности, достаточно малого, чтобы пренебречь его кривизной. Если же поток неоднороден (в масштабах, соизмеримых с шириной волны горения), то структура пламени может измениться по сравнению с плоской волной горения. Переменная вдоль фронта пламени скорость потока приводит к появлению тепло- и массоотвода вдоль фронта. На соответствующих участках фронт пламени может как бы «растягиваться» в касательном направлении («stretch effect»), зона прогрева – сужаться, а тепловые и диффузионные потоки – увеличиваться. Наличие дополнительного тепло- и массоотвода может приводить к локальному затуханию пламени.

6.2. Структура ламинарного пламени

В предварительно перемешанной газовой смеси горючего и окислителя в результате локального инициирования реакции (за счет нагрева или введения затравки активных центров) возможны два самоподдерживающихся режима распространения волны реакции – со сверхзвуковой и дозвуковой скоростями. Второй из них – распространение пламени (дефлаграция) – связан с молекулярными процессами теплопроводности и диффузии.

Нормальная скорость пламени u_n (м/сек) определяет объем горючей смеси, который сгорает в единицу времени на единице поверхности пламени. Массовая скорость горения $\rho_0 u_n$ (кг/м²сек). В сопровождающей системе координат: $\rho_0 u_n = \rho_b u_b$ (индекс « b » относится к продуктам горения). Поскольку изменение давления пропорционально квадрату числа Маха и его можно считать постоянным, то

$$\frac{u_b}{u_n} = \frac{\rho_0}{\rho_b} \approx \frac{\mu_0 T_b}{\mu_b T_0} > 1.$$

Структуру ламинарного пламени определяют в основном процессы переноса тепла и вещества (*зона прогрева*), химическое превращение сосредоточено в гораздо более узкой зоне (*зоне реакции*), прилегающей к горячим продуктам сгорания. В зоне прогрева скорость реакции ничтожно мала. Задача о структуре пламени была рассмотрена В.А. Михельсоном в предположении о бесконечно тонкой зоне реакции (поверхность $x = 0$ с фиксированной температурой T_b). Рассмотрим уравнение теплопроводности:

$$\rho c_p u \frac{dT}{dx} = \lambda \frac{d^2 T}{dx^2}, \quad \lambda, c_p = const, \quad T(-\infty) = T_0, \quad T|_{x \geq 0} = T_b, \quad \chi = \lambda / \rho c_p.$$

Решение этого уравнения в области $x < 0$: $T = T_0 + (T_b - T_0) \exp(u_n x / \chi)$. Характерная ширина зоны прогрева: $\delta = \chi / u_n = \lambda / \rho c_p u_n$. Решение для концентрации горючего: $a = a_0 [1 - \exp(\rho_0 u_n x / \rho D)]$.

В реальности распределения температуры и концентрации являются гладкими (см. пунктирные линии на рис. 6.5). Изломы профилей возникают вследствие аппроксимации скорости тепловыделения δ -

функцией (в пределе бесконечно большой энергии активации).

Для смеси 6% метана (CH_4) с воздухом $u_n = 5$ см/сек, $\chi \approx 0,3$ см²/сек, $\delta = 0,6$ мм и время пребывания вещества в зоне реакции (в пламени) $t_n = 4 \cdot 10^{-3}$ сек. Для стехиометрической гремучей смеси ($2\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$) $u_n = 10^3$ см/сек и $\delta \approx 0,003$ мм, $t_n = 10^{-7}$ сек. Время реакции $\sim t_n$ намного превышает время свободного пробега молекул, $\delta \gg l_{\text{св}}$ ($l_{\text{св}}$ – длина свободного пробега). Это связано с условием $u_n \ll C$ (C – скорость звука), поскольку $\chi \sim l_{\text{св}} C$ (см. раздел 1).

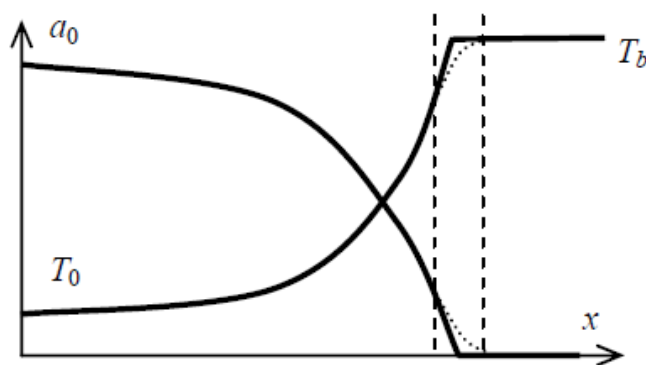


Рис. 6.5. Распределения температуры и концентрации реагентов в волне горения

Благодаря диффузии и теплопроводности в зоне с высокой скоростью реакции смесь имеет иной состав и более высокую температуру, чем в исходной смеси. На рис. 6.6 представлена схема изменения температуры и концентрации компонентов смеси на примере реакции $2\text{CO} + \text{O}_2 = 2\text{CO}_2$.

Если компоненты горючей смеси отличаются молекулярным весом, то в зоне реакции может изменяться состав смеси, т.к. легкие реагенты диффундируют с большей скоростью. Хотя состав смеси в зоне реакции изменяется за счет диффузии (смесь разбавляется продуктами реакции), тем не менее, из-за повышения температуры в зоне прогрева скорость реакции достигает высоких значений, что и определяет распространение волны горения.

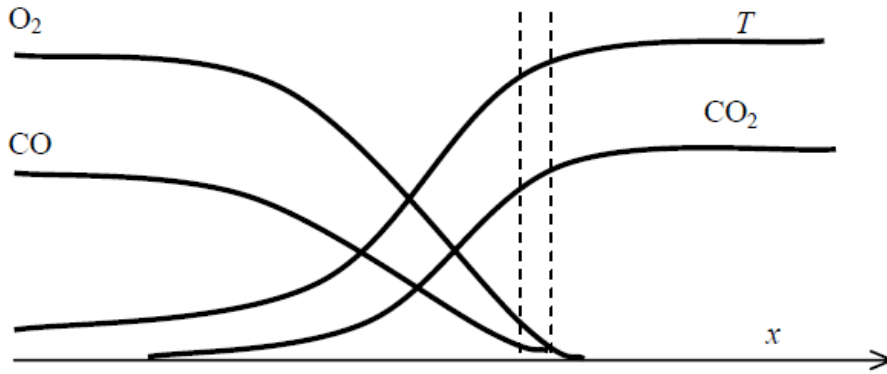


Рис. 6.6. Распределение концентраций компонентов смеси в волне горения (реакция $2\text{CO} + \text{O}_2 = 2\text{CO}_2$.)

Для пламени не характерен период индукции, медленная стадия реакции, связанная с саморазогревом или накоплением активных центров, отсутствует.

Структура ламинарного пламени описывается системой уравнений теплопроводности и диффузии. Рассмотрим случай, когда фронт пламени плоский, а химическая реакция описывается одним стехиометрическим уравнением $\sum_{i=1}^{i_0} \nu_i A_i = \sum_{j=1}^j \nu'_j A'_j$, так что скорости превращения по каждому реагенту связаны соотношением $W_i/\nu_i = W$, ν – стехиометрический коэффициент. В сопровождающей системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{dJ_m}{dx} &= QW(a_i, T), & \text{тепловой поток} & & J_m &= -\lambda \frac{dT}{dx} + u\rho c_p T, \\ \frac{dJ_i}{dx} &= -\frac{\nu_i}{\nu_1} W(a_i, T), & \text{потоки веществ} & & J_i &= -\rho D_i \frac{da_i}{dx} + \rho u a_i, \end{aligned}$$

скорость реакции W рассчитана на моль вещества с индексом $i = 1$, из уравнения неразрывности следует: $\rho u = \rho_0 u_n = \rho_b u_b = \text{const}$.

Если компоненты смеси газов имеют близкий молекулярный вес, то их коэффициенты диффузии приблизительно равны ($D_i = D$). Тогда для одноступенчатой реакции, подчиняющейся указанному стехиометрическому уравнению, имеется связь массовых концентраций:

$$\frac{a_{i0} - a_i}{\nu_i} = \frac{a_{j0} - a_j}{\nu'_j}, \quad (6.2)$$

С учетом линейных связей (6.2) и уравнения неразрывности исходную

систему уравнений можно свести к двум уравнениям:

$$\rho c_p \frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + QW(a, T), \quad \rho \frac{da}{dx} = \frac{d}{dx} \rho D \frac{da}{dx} - W(a, T).$$

Если потенциалы межмолекулярных сил для различных компонентов не сильно различаются, то, согласно кинетической теории газов, скорость детонации $D \approx \chi$. Умножая уравнение диффузии на Q и складывая с уравнением теплопроводности, получим с учетом $D = \chi$ уравнение для полной энтальпии газа:

$$\rho \frac{dH}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dH}{dx}, \quad H = Qa + \int_0^T c_p dT.$$

Полная энтальпия системы представляет собой сумму тепловой и химической энергии смеси при постоянном давлении на единицу массы (кинетической энергией газа пренебрегаем по сравнению с теплосодержанием). Единственным ограниченным решением служит

$$H = const = H_0 = Qa_0 + \int_0^{T_0} c_p dT = \int_0^{T_b} c_p dT. \quad (6.3)$$

То есть сумма тепловой и химической энергии постоянна (не зависит от координаты). Повышение тепловой энергии при прогреве смеси компенсируется уменьшением химической энергии, вызванным диффузией реагентов из этой зоны. Гипотеза $H = const$ была высказана Льюисом и Эльбе в 1934 г. для цепной реакции, но это постоянство не зависит от механизма реакции. Если $D \approx \chi$, то энтальпия сохраняется не только для исходной смеси и продуктов реакции, но и в зоне реакции.

Если принять условие $c_p = const$, то из уравнения (6.3) получим: $Qa + c_p T = Qa_0 + c_p T_0 = c_p T_b$, откуда следует *подобие распределений концентраций участвующих в реакции веществ и температуры*:

$$\frac{a_0 - a}{a_0} = \frac{T - T_0}{T_b - T_0}. \quad (6.4)$$

В силу линейной связи между концентрациями (6.2), подобны между собой распределение температуры и распределения концентраций всех реагентов и продуктов реакции. Для сложных реакций соотношения (6.2) не имеют места и подобия полей температуры и концентраций нет. Тем не менее, при равенстве всех коэффициентов переноса ($D_i \approx \chi$) уравнение (6.3) справедливо – полная энтальпия системы постоянна.

Сделанные предположения и выводы (6.2)–(6.4) справедливы, например, для случая, когда скорость сложной реакции зависит от концентрации только одного из реагентов, находящегося в недостатке.

При $D \neq \chi$ внутри пламени полная энтальпия не сохраняется, подобия распределений температуры и концентрации нет. Если лимитирующий компонент легкий ($D > \chi$), то диффузия уводит его интенсивнее из зоны прогрева по сравнению с нагреванием газа за счет теплопроводности смеси. И наоборот, критерием служит число Льюиса $Le = D/\chi$.

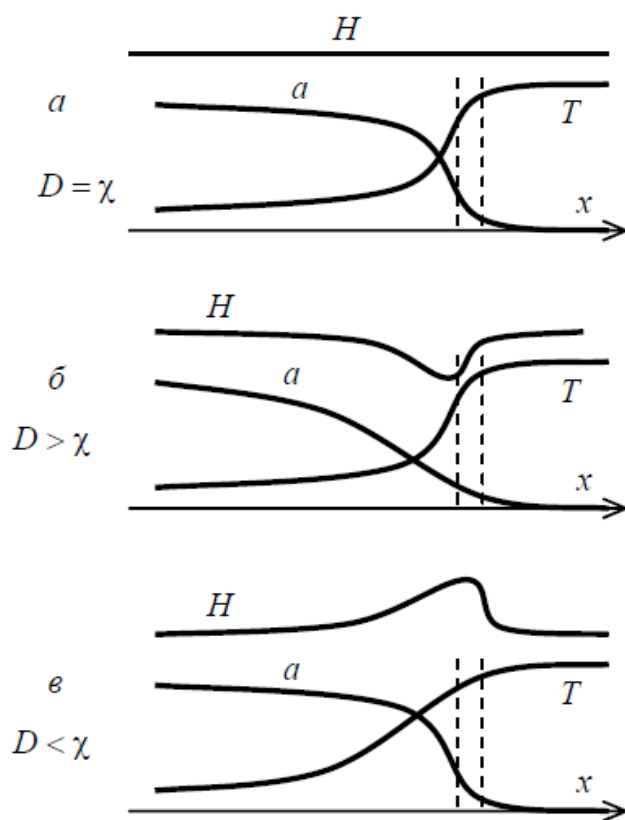


Рис. 6.7. Распределение концентрации реагирующего вещества, температуры и полной энтальпии в волне горения при различных значениях числа Льюиса: а – $Le = 1$; б – $Le > 1$; в – $Le < 1$

Выражая концентрацию через температуру, получим зависимость $W[a(T), T] = W(T)$, что позволяет перейти к одному уравнению энергии:

$$\rho c_p \frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + QW(T).$$

В зоне реакции, благодаря резкому изменению температуры, пренебрежем конвективным переносом тепла:

$$\frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + QW(T) = 0.$$

Интегрируя это «укороченное» уравнение при условии постоянной теплопроводности $\lambda = \lambda_b = const$ в интервале температур от T до T_b , получим тепловой поток, идущий из зоны реакции в зону прогрева:

$$\lambda_b \left. \frac{dT}{dx} \right|_{T_b} = \sqrt{2\lambda_b Q \int_T^{T_b} W dT}. \quad (6.5)$$

Функция тепловыделения дает вклад в интеграл только в области высоких температур, поэтому интегрирование можно распространить на область вплоть до $T = T_0$. Количество тепла, отводимое теплопроводностью, равно количеству выделяемого тепла, поэтому:

$$\sqrt{2\lambda_b Q \int_{T_0}^{T_b} W dT} = \rho_0 u_n Q a_0.$$

Отсюда можно получить (приближенное) выражение для нормальной скорости распространения ламинарного пламени:

$$u_n = \frac{1}{\rho_0 a_0} \sqrt{\frac{2\lambda_b}{Q} \int_{T_0}^{T_b} W(T) dT}. \quad (6.6)$$

При выводе (6.6) существенно, что скорость реакции резко зависит от температуры (большая энергия активации). Формула (6.6) является асимптотически точной при $E/RT_0 \rightarrow \infty$.

Оценивая величину интеграла как произведение $\max W \Theta$, получим: $u_n \approx \frac{\sqrt{2\lambda_b Q W_{max} \Theta}}{\rho_0 c_p (T_b - T_0)}$, где $\Theta = \frac{RT_b^2}{E}$ – эффективная ширина температурного интервала для зависимости аррениусовского типа.

Если определить время реакции τ_p как время, за которое при максимальной скорости тепловыделения выделится все тепло, содержащееся в исходной смеси и нагревающее смесь от T_0 до T_b , то есть $QW_{max} \tau_p = \rho_0 c_p (T_b - T_0)$, то можно записать:

$$u_n = \sqrt{\frac{2\lambda_b \Theta}{\rho_0 c_p (T_b - T_0) \tau_p}} = const \sqrt{\frac{\chi_p}{\tau_p}}, \quad const = \sqrt{\frac{2\Theta}{T_b - T_0}} \approx \sqrt{\frac{2RT_b}{E}}.$$

Формула (6.6) позволяет выяснить влияние физических и

химических параметров смеси на скорость распространения пламени, а также использовать экспериментально установленные значения u_n для определения значений параметров хим. кинетики процесса (n, E). Поскольку $\rho \sim p$, $W \sim p^n$, то из (7.5) следует: $u_n \sim p^{n/2-1}$. Тем самым, для бимолекулярных реакций скорость пламени не зависит от давления. Для мономолекулярных – падает с давлением, для тримолекулярных – растет.

В бимолекулярных реакциях скорость химического превращения определяется числом двойных столкновений, которое не зависит от давления, процесс распространения пламени при изменении давления остается подобным самому себе: при увеличении давления все пространственные и временные масштабы уменьшаются пропорционально p^{-1} , при этом число столкновений, скорость теплового движения молекул, скорость распространения пламени не меняются. Данное подобие пламен с бимолекулярными реакциями вытекает из молекулярно-кинетических представлений.

Из практики известно, что для конкретной горючей смеси существует минимальное значение скорости распространения пламени, соответствующее пределу распространения пламени.

Предел распространения пламени обусловлен тепловыми потерями в окружающую среду и на излучение. За счет теплопроводности не только снижается температура непосредственно в зоне прогрева, но и происходит отток тепла из зоны реакции в область охлаждающихся продуктов горения. Это снижает величину скорости распространения пламени u'_n и температуру горения T'_b :

$$u_n > u'_n = \text{const} \sqrt{\exp(-E/RT'_b)} \approx u_n \exp(-E(T_b - T'_b)/2RT_b^2);$$

$$T'_b = T_b - \beta/(u'_n)^2, \quad (6.7)$$

где $\beta = 4\alpha\chi(T_b - T_0)/(r_0\rho_0c_p)$, α - коэффициент теплоотдачи, r_0 - радиус трубы.

Температура горения T'_b зависит от скорости пламени u'_n : чем ниже скорость пламени, тем выше теплотери.

Рассмотрим графически решение системы уравнений (6.7). Введя переменную $x = E(T_b - T'_b)/2RT_b^2$, получим зависимости: $u'_n/u_n = e^{-x}$ – (линия 1) и $u'_n/u_n = \text{const} \cdot (\beta/x)^{1/2}$ (линии 2, 3, 4, соответствующие различным условиям теплоотдачи), см. рис. 6.8.

Линия 1 задается реагирующей смесью. При малой теплоотдаче кривая 2 пересекает линию 1 в двух точках, из которых нижняя отвечает физически неосуществимым режимам (на отрезке АВ увеличение теплоотдачи приводит к повышению скорости пламени). Решением является верхняя точка пересечения.

При увеличении теплоотдачи (кривая 3) скорость пламени уменьшается до предельного значения, соответствующего точке А на рис. 6.8 (условие касания). На пределе распространения пламени:

$$\beta_* = u'_n RT_b^2 / E = u'_n \Theta, T_b - T'_b = RT_b^2 / E = \Theta, u'_n = u_n / \sqrt{e} \approx 0,6u_n.$$

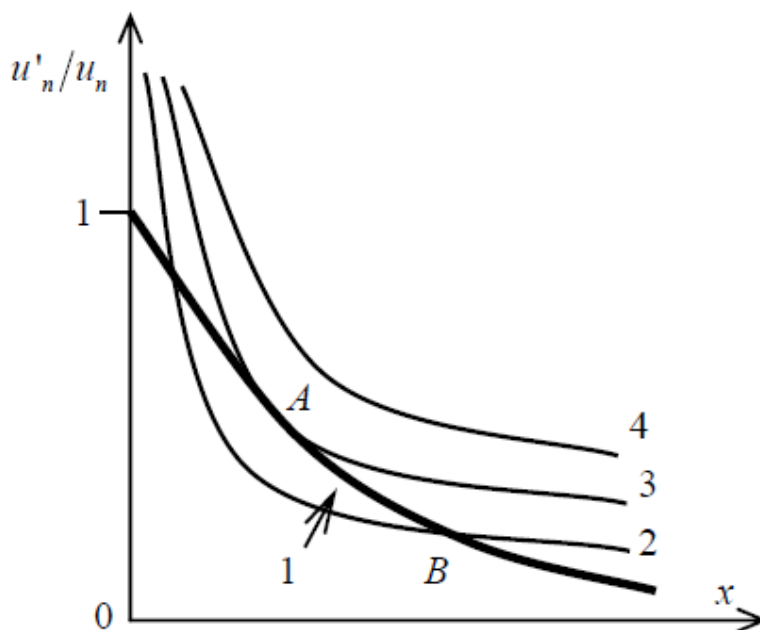


Рис. 6.8. Графическое решение системы уравнений (7.6)

$\beta \sim 1/r_0^2$ (поскольку $\alpha \sim 1/r_0^2$), то есть теплопотери возрастают с уменьшением диаметра трубки. Поэтому при прочих равных условиях существует критический диаметр, при котором пламя распространяться не может. На этом принципе в 1816 году Х. Дэви предложил конструкцию безопасной лампы для шахт. Критический диаметр зависит от

свойств горючей смеси: $d_* = \text{const}/u_{np}$. Эта оценка не учитывает теплоотдачу излучением, которая доминирует (по сравнению с кондуктивной теплоотдачей) в широких трубках, поскольку эти потери тепла не зависят от размеров сосуда, а определяются концентрацией веществ, способных к излучению. Тем самым учет потерь энергии излучением приводит к представлению о концентрационных пределах распространения пламени. Причем излучение включает не только равновесное (тепловое) излучение, которое определяется температурой горячих газов, но и хемолюминесценцию.

Более строгое рассмотрение проблемы пределов распространения пламени в трубках требует учета дополнительных факторов: гидродинамики течения реагирующего газа, искривления фронта пламени, естественной конвекции, недогорания вблизи стенок, нестационарности и др. Учет этих факторов возможен только на основе решения пространственной сопряженной задачи.

Наблюдаемое свечение пламени в основном связано с неравновесными колебательными и вращательными возбужденными состояниями отдельных атомов и молекул продуктов реакции – хемилюминесцентное свечение. Яркость хемилюминесценции может на порядки превышать яркость теплового излучения при температуре горения. За пределами зоны реакции излучение пламени чисто тепловое. Хемилюминесценция позволяет измерять скорости реакций, концентрации некоторых веществ и т.д.

При распространении пламени в закрытых сосудах давление растет по мере выгорания вещества, поэтому области продуктов реакции, в которых реакция произошла раньше, подвергаются дополнительному сжатию и температура в этих областях оказывается значительно выше, чем в областях, в которых реакция произошла позднее (*Махэ-эффект*). В среднем по сосуду температура равна T_{bv} . Визуально эффект проявляется в резком повышении интенсивности свечения в центре сосуда (при инициировании волны горения в центре) при приближении фронта пламени к стенкам сосуда. Условием данного эффекта служит: время выравнивания давления в объеме сосуда намного меньше времени

выгорания горючей смеси, которое намного меньше, чем время выравнивания температуры. Этот эффект не имеет место в процессах с $p = const$.

Реакции горения сопровождаются ионизацией, однако для обычных продуктов горения потенциал ионизации высок, и степень ионизации (отношение концентрации ионов к концентрации молекул) крайне низка. Для проведения измерений (ионизационный ток, ионизационные датчики) могут вводиться соли щелочных металлов, имеющих меньший потенциал ионизации. Проводимость в пламени определяется в основном концентрацией электронов, подвижность которых на три-четыре порядка превышает подвижность ионов. В момент соприкосновения пламени с электродами регистрируется резкий подъем ионизационного тока ($\sim 1 \text{ мкА}$) с последующим спадом его почти до нуля, несмотря на почти неизменные температуру и давление продуктов реакции. Это свидетельствует о нетермической природе ионизации пламени. Измеренная концентрация ионов ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$) превышает в $10^3 \dots 10^4$ равновесную концентрацию, соответствующую температуре пламени. Предполагается, что причиной сверхравновесной концентрации ионов в зоне реакции является их образование за счет энергии, освобождаемой в отдельных элементарных радикальных реакциях. Область неравновесной ионизации в пламени соответствует области хемолюминесценции. Другой метод получения данных о концентрации ионов основан на измерении смещения пламени в электрическом поле заданной напряженности.

Одномерный линейный анализ устойчивости показывает, что стационарное распределение температуры ламинарного пламени в случае $Le = 1$ устойчиво по отношению к малым возмущениям. Возмущение распределения температуры приводит к сдвигу пламени, см. рис. 6.9.

По отношению к пространственным возмущениям плоская стационарная структура ламинарного пламени может оказаться неустойчивой.

Теплопроводность приводит к уменьшению возникшего малого искривления пламени. Диффузия лимитирующего компонента дестабилизирует плоский фронт. При $Le > 1$ ($D > \chi$) фронт может сильно

искривиться, пламя может разбиться на отдельные несвязанные между собой участки. Диффузионно-тепловая неустойчивость ламинарного пламени наблюдается в экспериментах в случае недостатка легко диффундирующего компонента (с меньшим молекулярным весом), см. рис. 6.10–6.11.

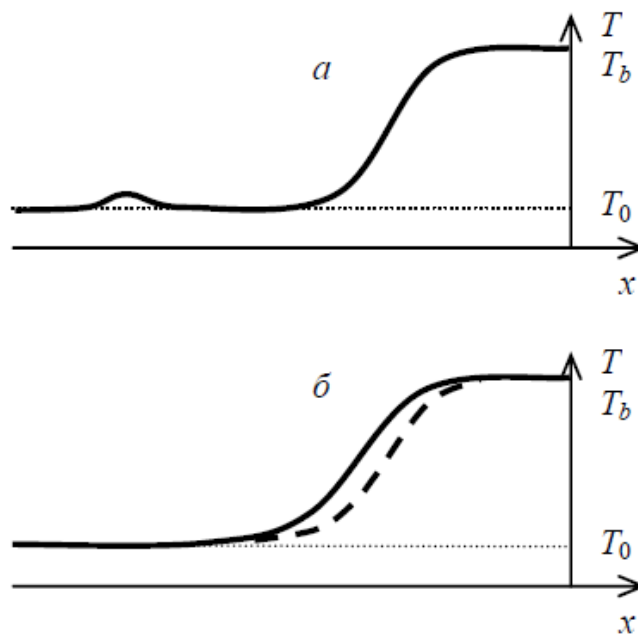


Рис. 6.10. Распространение волны горения в температурно неоднородной среде: а – начальное распределение температуры при $t = 0$; б – распределение температуры после прохождения волной горения малой неоднородности температуры. Пунктиром показано распределение, которое имело бы место в отсутствие возмущения

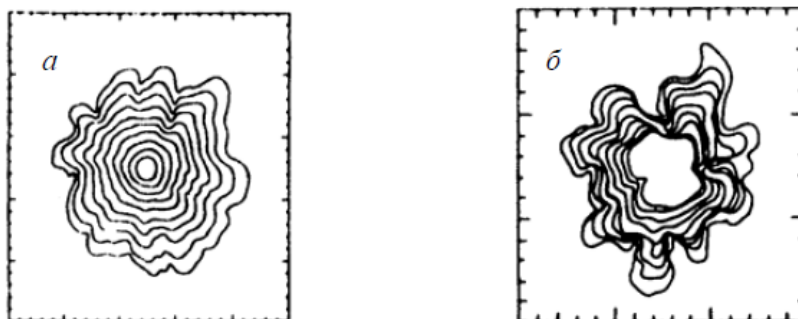


Рис. 6.10. Поверхность пламени в последовательные моменты времени: а – эксперименты со смесями пропана с воздухом; б – водорода с воздухом [9]

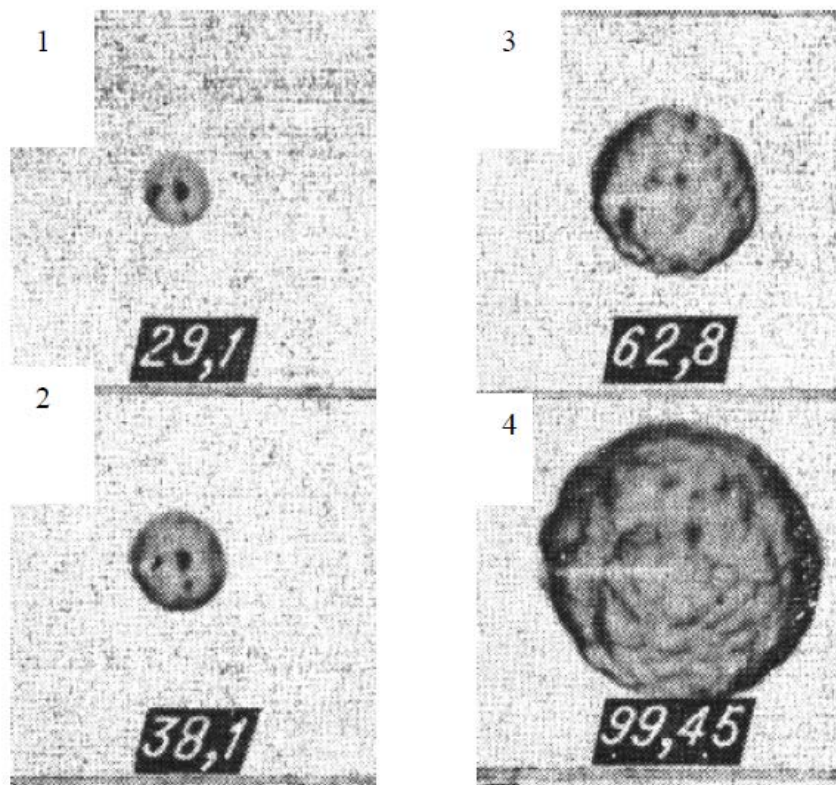


Рис. 6.11. Поверхность пламени в последовательные моменты времени, мс (метано-воздушная смесь, негатив) [10]

Теоретически возможен режим диффузионного горения в неподвижной перемешанной газовой смеси – горение происходит на поверхности сферического газового объема постоянного радиуса, внутри которого находятся продукты сгорания. Реагенты за счет диффузии поступают к сферическому пламени, а продукты сгорания тоже за счет диффузии удаляются из сферической области, ограниченной зоной горения. Анализ устойчивости такого режима показывает, что он является неустойчивым при любых значениях числа Льюиса: сферическая поверхность искривляется и распадается на отдельные фрагменты пламени, которые перемещаются по горючей смеси.

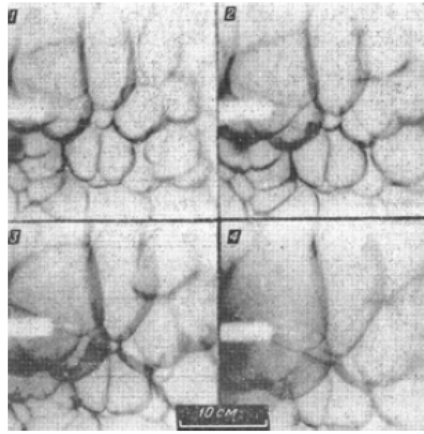


Рис. 6.12. Структура центрального участка фронта сферического пламени в смеси 10% CH_4 + 90% воздуха; время между кадрами 5,7мс [10]

Экспериментальное изучение сферического расходящегося пламени позволило сделать вывод о его возможной *гидродинамической неустойчивости*, которая проявляется в формировании ячеистой структуры фронта пламени и его *самопроизвольном ускорении*, см. рис. 6.13 и 6.14. Увеличение скорости распространения пламени обусловлено увеличением поверхности пламени за счет искривления. Ламинарное пламя с гладким фронтом теряет устойчивость: искривляется, становится турбулентным. Ускорение вызывает дополнительную неустойчивость гладкой поверхности, по механизму, аналогичному действию массовых сил (например, при распространении пламени в противоположном направлении относительно силы тяжести – неустойчивость Тейлора). На основе обобщения экспериментальных данных по различным газовым смесям была выдвинута гипотеза о существовании авто-модельного режима распространения видимого фронта полностью развитого турбулентного пламени. В таком режиме законы изменения среднего радиуса пламени $\bar{R}(t)$ и скорости расширения $d\bar{R}/dt$ имеют вид:

$$\bar{R}(t) = R_1 + A_1 t^{3/2}; \quad d\bar{R}/dt = 3/2 A_1 t^{1/2} = 3/2 A_1^{2/3} \bar{R}^{1/3}, \quad (6.8)$$

где A_1, R_1 – эмпирические константы. В пределе при $t \rightarrow \infty$ поверхность пламени пропорциональна $\bar{R}^{7/3}$, что может быть

интерпретировано как характеристика фрактальной структуры фронта сферического пламени, возникающей в результате появления все возрастающего количества различных масштабов возмущений [11].

Гидродинамическая неустойчивость [12] характерна для длинноволновых возмущений фронта пламени (коротковолновые возмущения являются затухающими благодаря механизмам, связанным с молекулярным переносом). Дж. Маркштейном была предложена зависимость скорости распространения пламени от кривизны фронта: $u = u_n(1 + \hat{\mu}/r_{кр}) \approx (1 + \hat{\mu}\Delta f)$, где f – координата фронта пламени, $r_{кр}$ – радиус кривизны пламени, $\hat{\mu} = \chi(1 - Le)E(T_b - T_0)/2RT_b^2 u_n$ – параметр Маркштейна.

Благодаря зависимости скорости от кривизны фронта при малом радиусе расходящегося пламени (то есть на начальной стадии расширения) поверхность пламени гладкая. В процессе расширения сферического или цилиндрического пламени возникает ситуация, когда на окружности «укладывается» первое, наиболее коротковолновое, из неустойчивых возмущений. В этот момент фронт пламени начинает искривляться. Наряду с нарастанием амплитуды этого возмущения, происходит его «растяжение» вместе с увеличением радиуса пламени. Поэтому на фоне первого возмущения начинается усиление следующего и так далее, см. рис. 6.13 и 6.14. Для каждой длины волны возмущения можно предвидеть существование критического размера пламени, при котором амплитуда данного возмущения начинает экспоненциально нарастать.

В работе [13] выполнено численное моделирование динамики расходящегося цилиндрического пламени при гидродинамической неустойчивости на основе эволюционного уравнения:

$$\frac{\partial R}{\partial t} - \frac{\bar{R}^{-2}}{2} \left(\frac{\partial R}{\partial \varphi} \right)^2 = \bar{R}^{-2} \frac{\partial^2 R}{\partial \varphi^2} + \frac{\varepsilon \bar{R}^{-1}}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} n \int_0^{2\pi} \cos[n(\varphi - \varphi')] R(\varphi', t) d\varphi' + 1, \quad (6.9)$$

где $R(\varphi, t)$ – безразмерная координата фронта цилиндрического пламени, $\bar{R}(t)$ – средний радиус пламени, φ – угловая координата, ε –

коэффициент теплового расширения газовой смеси ($\varepsilon \ll 1$), см. также [14].

Предположение $\varepsilon \ll 1$, используемое при выводе уравнения (6.9), справедливо не для всех пламен, однако именно оно обеспечивает возможность аналитического изучения эволюции искривлений фронта, имеющих конечную амплитуду. Благодаря этому условию течение среды можно считать потенциальным как перед, так и за искривленным фронтом. Кроме того, гидродинамическая неустойчивость пламени при этом слаба, и стабилизирующее влияние нелинейности проявляется уже при малой амплитуде возмущений, что позволяет ограничить рассмотрение квазилинейным приближением.

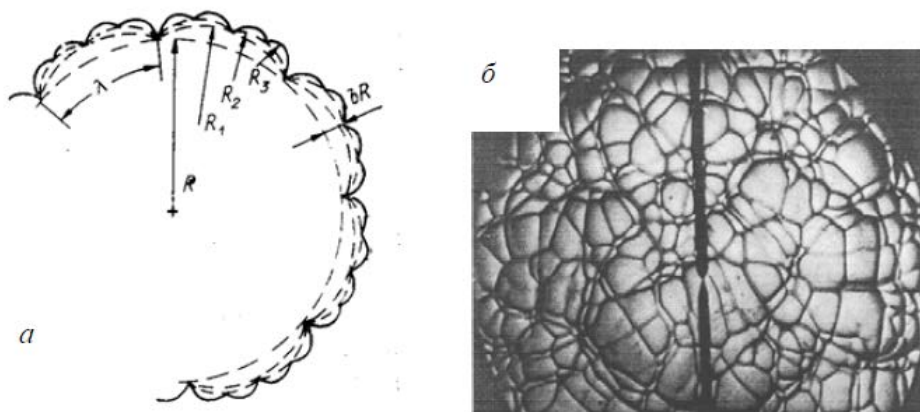


Рис. 6.13. Ячеистое пламя: а – схема последовательных возмущений при развитии неустойчивости сферического фронта пламени [15]; б – шлирен-фотография сферического пламени [16]

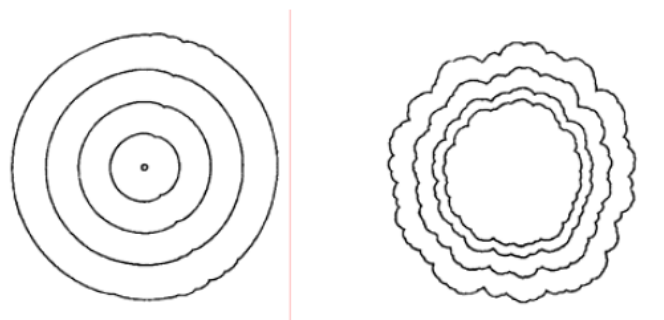


Рис. 6.14. Поверхность фронта расширяющегося цилиндрического пламени в последовательные моменты времени, расчет [13]

Результаты расчетов позволили получить зависимость $\bar{R}(t)$, которая оказалась близкой к (6.8), имеющей место для сферического пламени. Согласно расчетам, пламя самоускоряется и, в отличие от не расходящегося «плоского») пламени, не выходит на стационарный режим. Экспериментальные данные свидетельствуют о существенном влиянии числа Льюиса на структуру расходящегося пламени. В связи с этим в работе [39] был рассмотрен также случай, соответствующий диффузионно-тепловой неустойчивости. Было показано, что самоускорения пламени в этом случае не наблюдается, скорость стремится к постоянному значению.

Уравнение, аналогичное уравнению (6.9), было получено для расходящегося сферического пламени, при исследовании которого был сделан вывод о существенном влиянии случайных возмущений на ускорение фронта [17]. В этой работе, в частности, показана возможность применения метода полюсных разложений для описания поверхности искривленного расширяющегося пламени. Однако благодаря эффекту перманентного увеличения поверхности количество полюсов, которые необходимо учитывать в расчетах, не ограничено. В работах [18, 19] на основе предложенного вида точного решения эволюционного уравнения было показано, что для описания гидродинамически неустойчивого расходящегося цилиндрического пламени (как и для фронта пламени в трубе) достаточно учета конечного числа членов определенного функционального ряда.

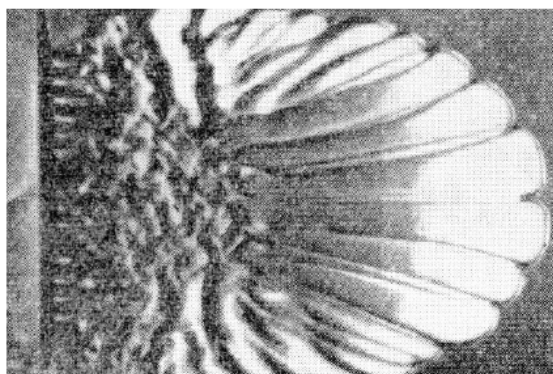


Рис. 6.15. Образование гребней при прохождении плоского фронта пламени через проволочную сетку [20]

Ускорение пламени, связанное с искривлением его поверхности, позволяет сделать вывод об актуальности проблемы теоретического изучения закономерностей распространения пламени в условиях гидродинамической неустойчивости. Причем актуальность связана не только с практическими нуждами проектирования различных технологических устройств, использующих стабилизированный процесс горения, но и с необходимостью понимания фундаментальных закономерностей кинетико-волнового взаимодействия в данных системах. Основными задачами при этом являются изучение связи структуры фронта пламени со скоростью его распространения, исследование влияния начальных условий на тип режима и др. Наличие эволюционных моделей распространения пламени позволяет искать решение данных задач на основе полуаналитических подходов с использованием точных решений и численных методов.

В некоторых случаях режимы распространения пламени, устойчивые по отношению к бесконечно малым возмущениям, могут оказаться неустойчивыми по отношению к возмущениям конечной амплитуды (см. рис. 6.15): под действием таких возмущений может измениться характер стационарного режима горения или возникнуть нестационарный режим (с колебаниями, вращением пламени и т.п.).

6.3. Вибрации при горении

Вибрации возникают в камерах сгорания реактивных и ракетных двигателей и других устройствах в результате взаимодействия с зоной турбулентного горения акустических возмущений и слабых ударных волн. Резонансное усиление колебаний опасно для конструкции камер сгорания (в частности – прямоточного воздушно-реактивного двигателя или жидкостного реактивного двигателя).

Например, в результате локального повышения (пульсации) скорости фронта (турбулентного) пламени в области перед фронтом возникает слабая ударная волна, перепад давления в ней пропорционален повышению скорости пламени. После отражения от стенки (или по другой причине) эта волна проходит через зону горения. Повышение давления

вызывает увеличение скорости фронта. Тем самым, возможен механизм положительной обратной связи.

Вообще во всякой автоколебательной системе можно выделить собственно колебательную систему (в данном случае – газ, находящийся в трубе), источник энергии и некоторый механизм, подводящий энергию к колебательной системе (механизм понимается в смысле ряда физических процессов, объединенных причинной связью). При вибрационном горении периодически изменяются давление, скорость, температура, расход и состав продуктов сгорания, теплоотдача и ряд других величин.

В вертикальной трубе-резонаторе с горелкой могут возбуждаться колебания воздуха в трубе. Это приводит к пульсациям расхода горючего газа в горелке, что вызывает колебания в степени расширения газа. От согласованности фаз этих колебаний зависит, будет ли их амплитуда нарастать (поющее пламя) или они окажутся затухающими. Если вместо горелки использовать фитильное устройство, то колебания возбуждаются благодаря тому, что пульсирующее движение воздуха в трубе вызывает периодические изменения химического состава газов вблизи горящего фитиля: концентрация окислителя периодически изменяется, влияя на интенсивность процесса диффузионного горения.

Критерий Рэля: если между колебательной составляющей теплоподвода и колебательной составляющей давления фазовый сдвиг по модулю менее $\pi/2$, в системе возбуждаются акустические колебания, если этот сдвиг заключен между $\pi/2$ и π , то акустические колебания гасятся (к вопросу об источнике энергии автоколебаний в неподвижном в среднем газе). Источник энергии автоколебаний в данном случае – теплоподвод. Данный процесс лежит в основе способа получения механической энергии за счет подводимого тепла путем совершения рабочим телом некоторого термодинамического цикла (в частности, он реализуется в двигателях внутреннего сгорания).

В движущемся газе имеется иной источник энергии автоколебаний – кинетическая энергия потока. Если в момент увеличения скорости потока сопротивление снижается, а в момент уменьшения скорости

сопротивление повышается, то возможно возбуждение колебаний. Рассмотрим тепловое сопротивление при течении идеальной несжимаемой жидкости в трубе при наличии теплоподвода Q , см. рис. 6.16.

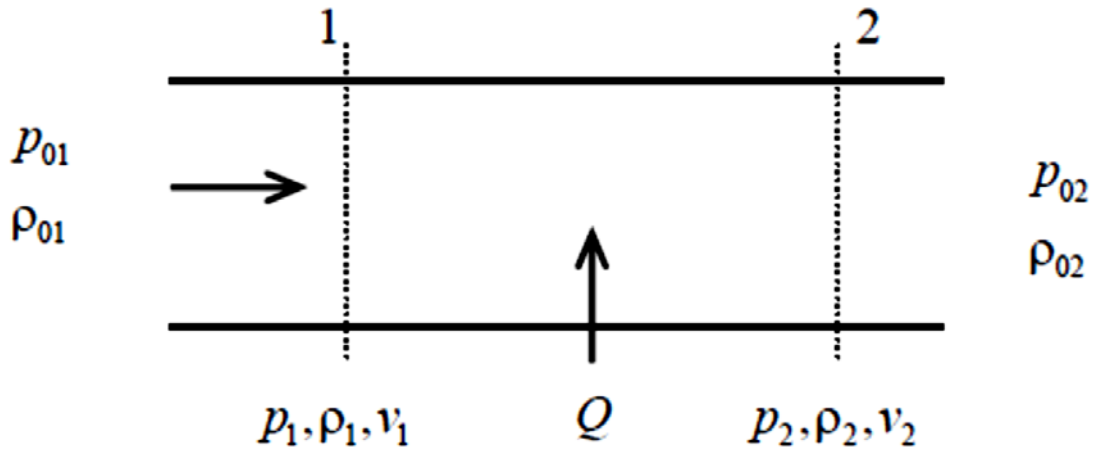


Рис. 6.16. Схема задачи о тепловом сопротивлении

Интеграл Бернулли

$$p_{01} = p_1 + \rho_1 v_1^2 / 2; \quad p_{02} = p_2 + \rho_2 v_2^2 / 2,$$

где p_{01} и p_{02} – значения давления в бесконечных объемах, p_1 и p_2 – значения давления в сечениях трубы.

Уравнение неразрывности $\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$. Поскольку жидкость считается несжимаемой ($C/v \gg 1$), то $\rho = \rho(T)$ ($\rho_1/\rho_2 = T_2/T_1$). Учитывая условие сохранения импульса $p_1 - p_2 = \rho_1 v_1 (v_2 - v_1)$, получим выражение для разности полных напоров на входном и выходном сечениях трубы:

$$p_{01} - p_{02} = \frac{\rho_1 v_1^2}{2} \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right).$$

Если имеется теплоподвод $Q > 0$, то $T_1 < T_2$, и в трубе возникает тепловое сопротивление. Знакопеременный теплоподвод приводит к переменному тепловому сопротивлению. Суммарный поток акустической энергии длинноволновых колебаний, излучаемый областью переменного теплоподвода:

$$A_\Sigma = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \left[\Delta Q - \Delta \rho v c_v (T_2 - T_1) - \Delta \rho v \left(\frac{v_2^2}{2} - \frac{v_1^2}{2} \right) \right] dt,$$

где τ – период акустических колебаний (давления и скорости), Δ – периодические составляющие. Видно, что акустические колебания могут иметь три источника энергии: внешний теплоподвод, поток внутренней энергии и поток кинетической энергии. Если A_{Σ} превышает потери акустической энергии (излучение, имеющее место на концах трубы), то система неустойчива к акустическим колебаниям.

Тепловой и механический источники энергии колебаний могут уравнивать друг друга и при отсутствии потерь в окружающую среду. Например, механическая энергия, получаемая в зоне горения за счет источников тепловой природы, может расходоваться на увеличение среднего потока кинетической энергии.

На практике для конкретных конструкций камер сгорания могут быть характерны различные механизмы обратной связи, которые приводят к колеблющемуся тепловыделению или к колебаниям положения фронта пламени и через них – к возбуждению и поддержанию акустических колебаний. Процессы горения в камерах сгорания топок и двигателей сопровождаются процессами смесеобразования и вихреобразования, соответственно, можно условно выделить механизмы обратной связи, определяемые смесеобразованием, гидромеханикой потока и собственно горением.

Периодические возмущения давления в камере сгорания возмущают расход горючего через форсунки (или расход окислителя или расход пылеугольной взвеси и т.д.), в зону горения попадает смесь переменного состава и качества, время задержки определяется переносом горючего потоком в зону горения, устойчивость зависит от сдвига фаз колебаний тепловых и механических параметров (подавить вибрационное горение в этом случае иногда удается за счет изменения положения коллектора с форсунками относительно зоны горения или за счет изменения других конструктивных особенностей камеры сгорания).

Периодическое изменение скорости потока приводит к воздействию периодического ускорения на фронт пламени, оно может приводить к неустойчивости и волнообразованию (искривлению фронта пламени). Увеличение поверхности пламени связано с повышением

скорости распространения волны горения, которое может приводить к акустическим колебаниям (положительная обратная связь).

При выполнении условий неустойчивости автоколебания горения возникают практически мгновенно, их амплитуда в ряде случаев стабилизируется на таком уровне, что объяснение и описание требует учета нелинейных связей между физическими факторами.

Поскольку на практике, как правило, одновременно существует множество различных возможных механизмов возбуждения вибрационного горения, то доминирующим окажется тот, который в данном случае обеспечивает наибольшее значение потока акустической энергии A_{Σ} , излучаемой областью горения. Тем самым, имеются основания для *гипотезы о максимуме акустической энергии*: в процессе развития вибрационного горения колебательная система стремится реализовать такой механизм возбуждения и такие амплитудные и фазовые соотношения, которые дают в конкретных условиях опыта максимум величины акустической энергии, излучаемой областью горения, за вычетом потерь.

Наиболее естественным универсальным (не зависящим от конкретного механизма обратной связи) методом борьбы с вибрационным горением является увеличение потерь акустической энергии (поглотители). Нарушение фазовых соотношений не приводит к успеху, поскольку вместо одной (разорванной) положительной обратной связи, может реализоваться другая. Другим достаточно универсальным методом подавления режимов вибрационного горения является организация растянутой области горения (колебания не сфазированы и не носят периодического характера).

6.4. Турбулентное горение

Критерием подобия течений при учете вязкости газа служит число Рейнольдса, построенное по скорости пламени оно имеет вид: $Re = r_0 u_n / \nu$. Поскольку кинематическая вязкость ν приблизительно равна температуропроводности χ , то $\nu / u_n \approx \delta$ (толщина фронта пламени) и $Re \approx r_0 / \delta$. При достаточно большом числе Рейнольдса $Re \geq Re_*$

возникает турбулентность. Разные участки фронта пламени переносятся вместе с газом с различными скоростями, которые складываются из средней скорости движения и переменной пульсационной составляющей. Турбулентные пульсации скорости потока в направлении распространения пламени приводят к возникновению ведущих точек, каждая из которых обеспечивает развитие участков поверхности фронта пламени. На других участках возникают отставшие участки, поперечные пульсации вызывают асимметрию фронта. В результате фронт пламени приобретает сложную структуру, он хаотически искривляется, поверхность пламени увеличивается, и скорость сгорания горючего возрастает.

Турбулентное горение имеет место, например, в камерах сгорания поршневых и реактивных двигателей. Основной задачей теории турбулентного горения предварительно перемешанной смеси является изучение стационарного в среднем турбулентного пламени: в изотропном турбулентном поле течения необходимо найти среднюю во времени структуру зоны горения и определить ее статистические характеристики: среднюю скорость горения, среднюю поверхность фронта пламени и др. Нормальная скорость распространения пламени обеспечивает сокращение поверхности фронта для вогнутых участков пламени и тем самым не позволяет бесконечно увеличиваться поверхности горения, – она стремится к некоторой постоянной в среднем величине. Решение этих задач осложняется как недостаточной ясностью механизма самой турбулентности, так и эффектом обратного влияния горения на турбулентность за счет расширения продуктов горения.

Мелкомасштабная ($l \leq \delta$) турбулентность, интенсифицирует процессы переноса тепла и вещества в пламени, увеличивая скорость его распространения. Для скорости турбулентного пламени можно записать: $u_t/u_n = \sqrt{(\chi + \chi_t)/\chi} = \sqrt{1 + w'l/\chi}$, где w' – средняя скорость турбулентных пульсаций, $l = \chi_t/w'$ – масштаб турбулентности, χ_t – коэффициент турбулентного обмена (переноса активных частиц и тепла). Ширина зоны горения будет возрастать $\delta \sim \sqrt{\chi + \chi_t}$, вместе с этим будет

расширяться диапазон масштабов турбулентности, влияющий на интенсивность процессов переноса внутри зоны горения. Поскольку большим масштабам соответствуют более высокие пульсационные скорости, то будет увеличиваться и турбулентная скорость горения u_t , и пламя будет ускоряться.

Для масштабов $l \gg \delta$ на переднем фронте возникают языки пламени, поверхность горения и скорость увеличиваются. Втекающий в зону горения газ «перерабатывается» в зоне реакции, протяженность которой увеличивается, в ней находятся объемы несгоревшего газа, которые постепенно уменьшаются. Размер зоны горения «подстраивается» под скорость распространения пламени, определяемую скоростью пульсаций. При высоком уровне турбулентных пульсаций языки пламени, проникающие в холодный газ, могут погаснуть, но в результате смешения свежей смеси с продуктами горения может возникнуть режим объемного горения (без формирования распространяющейся поверхности пламени). Этот режим может приводить к образованию очагов воспламенения (по истечении периода индукции теплового взрыва). Условие появления этих очагов связано с характерным размером возникшего языка пламени: при размере, превосходящем ширину зоны (нормального) горения, происходит воспламенение (образуется очаг), которое распространяется на соседние области. Очевидно, характерный размер языка пламени определяется масштабом турбулентных пульсаций, поэтому данный механизм невозможен для мелкомасштабной турбулентности.

Скорость турбулентного пламени приближенно равна: $u_t \approx u_n + Bw'$, $B \sim 1$. Для сильной турбулентности ($w' \gg u_n$): $u_t \sim w'$ – скорость не зависит от нормальной скорости пламени, а определяется скоростью «забрасывания очагов» горения в свежую смесь, зона реакции растягивается: $\delta_t \sim u_t \cdot t_p \sim lw'/u_n \gg \delta$.

Наряду с гидродинамической турбулентностью потока газа, искривленное пламя дополнительно генерирует турбулентность (возникает завихренность в продуктах горения). Это связано с преломлением

линий тока на искривленном фронте пламени. Из схемы, приведенной на рис. 6.17, видно:

$$u_1 = U_1 \sin \theta = u_n; \quad w_1 = U_1 \cos \theta = u_n \operatorname{ctg} \theta.$$

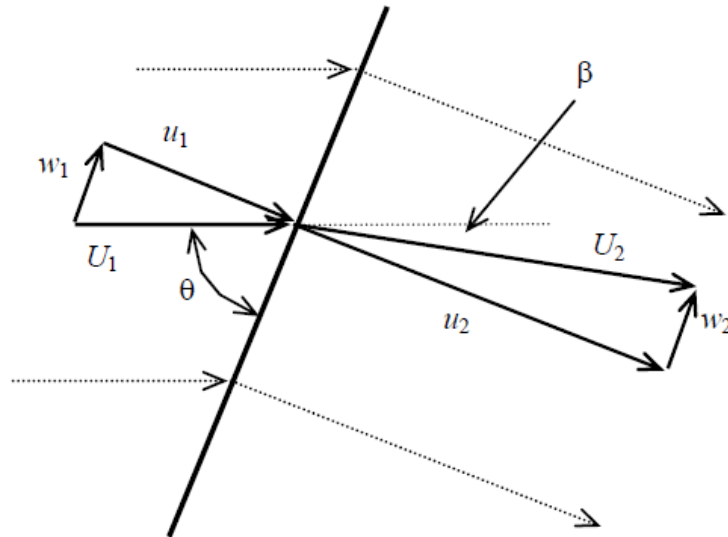


Рис. 6.18. Преломление линий тока: поток набегаёт на плоский участок фронта пламени под углом θ

Здесь, очевидно, выполняется условие галилеевой инвариантности. При переходе в инерциальную систему координат, движущуюся со скоростью w_1 , наблюдатель будет регистрировать набегающий по нормали к фронту пламени поток газа, при этом преломление линий тока отсутствует. Тем самым, наклонный плоский фронт пламени не генерирует завихренность Ω .

Угол поворота вектора скорости потока β немонотонно зависит от угла наклона фронта пламени θ , см. рис. 6.19.

$$\tan \beta = \tan \theta (\alpha - 1) / (1 + \alpha \tan^2 \theta), \quad \tan \beta_{max} = (\alpha - 1) / 2\sqrt{\alpha}$$

при $\tan \theta = 1/\sqrt{\alpha}$.



Рис. 6.19. Зависимость угла поворота потока от угла наклона пламени к набегающему потоку

В двумерном течении вихрь, имеющий только одну компоненту (вдоль оси, перпендикулярной плоскости течения) выражается через производную $\Omega = dJ/d\psi$, где J – константа Бернулли (равная давлению торможения $p + \rho U^2/2$), ψ – функция тока. Изменение завихренности при переходе через наклонный фронт пламени:

$$\Omega_2 - \Omega_1 = -\frac{\alpha-1}{2\alpha} \rho_1 u_n^2 \frac{d(\text{ctg}^2\theta)}{d\psi}.$$

Видно, что величина завихренности в продуктах сгорания зависит от завихренности в исходной смеси и от изменения вдоль фронта пламени угла θ между фронтом пламени и линией тока, приходящей к фронту. Поэтому искривленный участок пламени генерирует завихренность в продуктах сгорания даже в случае потенциального течения исходной смеси ($\Omega_1 = 0$).

Возможным механизмом автотурбулизации (и самоускорения) пламени является гидродинамическая неустойчивость плоского фронта к поперечным возмущениям. Фронт искривляется, генерирует завихренность в продуктах реакции, скорость увеличивается пропорционально увеличению площади поверхности пламени. В случае отражения от стенок генерируемых ламинарным пламенем слабых (акустических) возмущений они могут усиливаться, проходя через зону горения, что также способствует турбулизации течения.

При определенных условиях (в результате турбулизации и

ускорения фронта пламени) наблюдается скачкообразный переход горения в детонацию. Примеры ускорения пламени и возникновения детонационного режима показаны на рис. 6.20.

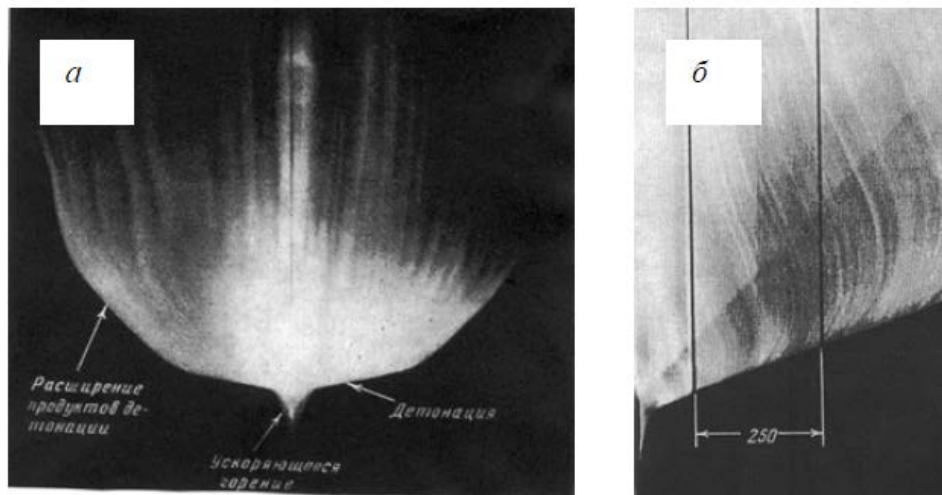


Рис. 6.20. Переход горения в детонацию: а – пример перехода медленно ускоряющегося сферического пламени в сферическую детонацию в смеси $22\% \text{C}_2\text{H}_2 + 78\% \text{O}_2$, заключенной в резиновый шар из тонкой прозрачной оболочки; б – пример перехода медленного горения в детонацию в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ в трубе с шероховатостью [21]

Как показывают опыты, расстояние от точки зажигания до места самопроизвольного возникновения детонационной волны уменьшается с ростом начального давления и увеличивается с ростом начальной температуры смеси; оно сильно зависит от состава смеси. Существуют взрывные пределы (по концентрации и по давлению), ниже которых самопроизвольное возникновение детонации не наблюдается. К.И. Щелкиным было показано, что возникновение детонации значительно облегчается в трубах с шероховатыми стенками, что позволяет сделать вывод о решающей роли турбулизации газа при возникновении детонации в трубах. Однако переход горения в детонацию может происходить и при отсутствии влияния стенок на течение, например, в случае сферического пламени в замкнутом или неограниченном объеме.

Если пламя распространяется от закрытого конца трубы, то оно,

подобно поршню, толкает холодный газ со скоростью $U = u_n(\alpha - 1)$. При поджигании на некотором расстоянии от закрытого торца трубы волна горения распространяется в двух направлениях, что удваивает скорость и облегчает возникновение детонации. В турбулентном течении пульсационная составляющая скорости пропорциональна средней скорости потока U . В свою очередь, скорость турбулентного пламени локально равна сумме нормальной скорости и слагаемого, пропорционального скорости пульсации. Тем самым, ускорение пламени вызывает ускорение газа, которое влияет на ускорение пламени. Слабые ударные волны, генерируемые ускоряющимся пламенем, догоняют предыдущие волны, увеличивая интенсивность ударной волны, возникающей перед волной горения. В точке зарождения детонации (на некотором расстоянии от фронта волны горения) резко повышается давление, детонация распространяется как в прямом, так и в обратном (ретонация) направлениях.

В эксперименте Р.И. Солоухиным был обнаружен механизм возникновения детонации, связанный не с формированием ударной волны, а с возникновением очагового взрыва (неоднородного теплового воспламенения) в волне сжатия перед фронтом горения после окончания периода индукции («взрыв внутри взрыва»).

Контрольные вопросы

1. Что такое реактор идеального вытеснения использует, реактор идеального перемешивания.
2. Какую зависимость имеет температура от полного массового потока.
3. Когда выполняется локальное условие стабилизации пламени.
4. Какие режимы распространения волн возможны в предварительно подготовленной смеси?
5. Что определяет структуру ламинарного пламени.
6. Как распределяется температура и концентрация реагентов в волне горения?
7. При каких условиях полная энтальпия не сохраняется, подобия

распределений температуры и концентрации отсутствуют? А при каких наоборот.

8. Получить выражение для нормальной скорости распространения ламинарного пламени.
9. Распространение пламени в трубке, от чего зависит, когда гаснет.
10. Махé-эффект, зависимость Дж. Маркштейна.
11. Механизм положительной обратной связи, критерий Рэлея.
12. Выражение для разности полных напоров на входном и выходном сечениях трубы.
13. Описать процесс перехода от ламинарного к турбулентному пламени.
14. Мелкомасштабная турбулентность, крупномасштабная турбулентность.
15. От чего зависит величина завихренности в продуктах сгорания?
16. Как меняется расстояние от точки зажигания до места самопроизвольного возникновения детонационной волны? От чего зависит?

7. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ И ДЕТОНАЦИЯ

7.1. Предельные режимы дефлаграционного горения

Теория дефлаграционного горения не накладывает никаких ограничений на температуру горения газопаровоздушных смесей, а значит, и на величину нормальной скорости распространения пламени. Теоретически температура горения T_r может снижаться вплоть до температуры исходной горючей смеси T_0 . Однако в действительности это не так. До сих пор мы учитывали расход теплоты горения только на нагрев горючей смеси теплопроводностью в зоне подогрева фронта пламени. На самом же деле в реальных горючих системах существенную роль играют еще и другие виды теплотерь из зоны горения. Все зависит от формы и, особенно, от поперечного сечения сосуда, емкости или аппарата с горючей смесью.

Классическая тепловая теория распространения пламени позволяет оценить величину дополнительных тепловых потерь из зоны горения как в стенку, так и на излучение, и учесть их при расчетах скорости распространения пламени. Величина этих потерь может достигать 40 % от Q_H .

Тепловая теория позволяет сделать еще один очень важный для практики вывод: кинетические закономерности накладывают очень жесткие ограничения на процессы горения и распространения пламени, а именно, при снижении температуры горения в результате теплотерь на величину $\theta = RT_2/E$ (характеристический интервал температуры) скорость химических реакций, а значит, и скорость распространения пламени, снижается в e раз, и горение прекращается.

Это значит, что существует критическое значение $u_{H(кр)}$, которое равно:

$$u_{H(кр)} = \frac{u_H}{\sqrt{e}} \text{ при } T_{r(кр)} = T_r - \theta. \quad (7.1)$$

Критическую скорость распространения пламени можно оценить по следующему выражению:

$$u_{H(кр)} = \frac{1}{c_0 \rho_0} \sqrt{\frac{2e\lambda_{пг}q_{пот}}{\theta}}. \quad (7.2)$$

Расчеты и эксперименты показывают, что критическое значение нормальной скорости распространения пламени составляет примерно 0,04 м/с. С меньшей скоростью пламя распространяться не может ни в какой горючей системе.

По скоростным параметрам все процессы химических превращений, происходящие при горении и взрыве можно разделить на следующие:

1. Горение. Эти процессы протекают со скоростями от долей миллиметра до десятков метров в секунду. Это процессы медленного горения горючих взрывчатых веществ (ВВ).

Для этих процессов передача теплового потока от слоя к слою совершается в основном по механизму теплопроводности и диффузии тепловых флуктуаций.

2. Дефлаграция. Это переходный режим от горения к взрыву. Единой точки зрения на пределы скоростных параметров до сих пор не существует. Ориентировочно можно считать значения от 700 – 800 м/с до 2500 м/с.

При взрыве и детонации передача теплового потока от слоя к слою совершается в основном за счет сжатия.

3. Взрыв. При таком режиме скорости химических превращений лежат за пределами дефлаграции и характеризуются значениями от 2000 м/с до 10 – 12 тысяч м/с в зависимости от типа ВВ или другой горючей системы, например, газо- или паровоздушной смеси, а также условий инициирования.

4. Детонация. Это – постоянная и максимально возможная величина скорости взрывчатого превращения ВВ или газопаровоздушных смесей. Существует заметная разница в скоростях горения ВВ и газопаровоздушных смесей как объектов, способных к горению и детонации (Таблица 7.1.).

Таблица 7.1.

Скорости горения некоторых ВВ и газозвудушных смесей, способных к горению и детонации.

Вещество	Плотность, кг/м ³	Критический диаметр горения, мм	Усредненная скорость горения, см/с
Тротил	1500	27-30	0.018
Тетрил	1000	9	0.067
Гексоген	900-1000	2	0.042
Нитроглицерин	1600	0.5	0.14
Водород	0.089	-	27
Метан	0.72	-	3.4
Ацетилен	1.178	-	14
Пропан	2.01	-	3.9

Как видно, скорости горения у взрывоопасных газозвудушных смесей значительно выше. Кроме того, зона химической реакции при детонации у ВВ составляет 0,01 – 0,5мм, а у газозвудушных смесей она шире – от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров.

7.2. Взрывы, возникновение ударных волн

Взрывы могут быть обусловлены физическими и химическими причинами.

Физические причины: создание большого (избыточного) давления внутри аппаратов, например парового котла, при этом давление превышает прочность материала котла, на которую он был рассчитан. В свою очередь причинами повышения давления могут быть нарушение материального баланса, повышение температуры, попадание внутрь подобного аппарата низкокипящих, а, следовательно, и легкоиспаряющихся жидкостей.

Химические причины: протекание химических реакций, в результате которых твердые и жидкие вещества превращаются в газы, и при

этом выделяется большое количество тепла.

При химических взрывах и детонации в очень короткий промежуток времени образуется большое количество газообразных продуктов реакции, что неизбежно приводит к возрастанию давления и возникновению ударной волны.

Детонация – это режим горения, при котором фронт пламени распространяется за счет самовоспламенения горючей смеси во фронте бегущей впереди ударной волны.

Как возникает ударная волна? Представим себе трубу с поршнем (рис. 7.2.).

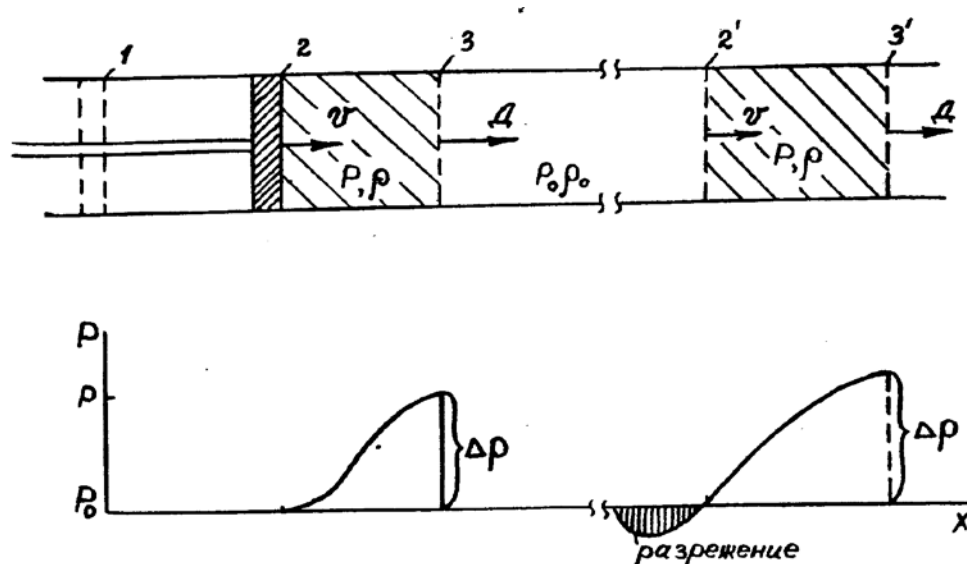


Рис.7.2. Схема образования ударной волны и распределения давления при детонации

В трубе под давлением P_0 находится инертный газ плотностью ρ_0 . Если очень быстро, например, ударом молота сдвинуть поршень из положения 1 в положение 2 со скоростью v_0 , то при этом газ сожмется, но не весь, а только небольшой, прилегающий к поршню слой.

Давление и плотность в этой сжатой части газа, назовем ее волной сжатия, повысятся до значений P и ρ . Волна сжатия представляет собой как бы газовую пробку. И если поршень остановить в положении 2, то пробка будет продолжать двигаться по трубе со скоростью v . Передняя ее граница, ее фронт будет перемещаться со скоростью D .

Если изобразить изменение давления в трубе в результате произведенных действий с поршнем, то получится следующая картина. При достаточно высокой скорости поршня v давление в волне сжатия будет возрастать и достигнет во фронте своего максимального значения. То есть здесь возникнет резкий скачок давления с амплитудой Δp . Поскольку волна сжатия действует как поршень, она увлекает за собой газ, смещая его вперед, поэтому за ней следом образуется зона разряжения.

Теория показывает, что такой скачок давления возникает в волне сжатия при скорости ее больше скорости звука в рассматриваемой газовой среде.

Благодаря скачку давления волна сжатия очень опасна для человека и материальных объектов. При встрече с препятствием она действует наподобие всепокрушающего молота, отчего и получила название - ударная волна. Поражающее действие ударной волны обеспечивается ее положительной фазой. При отражении ударной волны от препятствий под действием сил инерции происходит как бы дополнительное досжатие газа на поверхности преграды, вследствие чего давление в отраженной волне еще более возрастает. Например, для двухатомных газов давление в отраженной волне в 8 – 10 раз выше, чем в породившей ее падающей. Поэтому падающая ударная волна при избыточном давлении всего $\Delta p = 35 \text{ кПа}$ (0,35 атм) разрушает здания, с амплитудой $\Delta p = 50 \text{ кПа} - 200 \text{ кПа}$ убивает человека, а с амплитудой всего лишь нескольких кПа – разрушает оконное остекление.

При весьма малой толщине скачка уплотнения в ударной волне, эта зона несет не только механический, но и тепловой удар. Температура во фронте волны может достигать 3500 градусов. Эта температура тем выше, чем больше амплитуда волны.

Если поменять инертный газ в трубе на однородную горючую смесь, то при сжатии по воздействию волны сжатия смесь будет разогреваться, в некоторых случаях даже выше температуры самовоспламенения, и воспламеняться. И здесь возникает очень интересное явление. Ударная волна в инертном газе постепенно затухает, а в горючем - нет. Это происходит потому, что при горении смеси в ударной волне

продукты горения, расширяясь, действуют как своего рода поршень, последовательно сжимая слои свежей горючей смеси, вызывая их зажигание. Тем самым продукты горения передают импульс давления все дальше и дальше по горючей смеси, поддерживая и распространяя ударную волну, а вместе с ней и фронт пламени. Такой режим горения называется детонационным.

Отсюда совершенно очевидно, что скорость распространения пламени при детонации целиком и полностью будет определяться скоростью распространения ударной волны:

$$D = v_{\text{пг}} + a_{\text{пг}}, \text{ м/с}, \quad (7.3)$$

где $v_{\text{пг}}$ - скорость продуктов горения, м/с;

$a_{\text{пг}}$ - скорость звука в продуктах горения, м/с;

Скорость детонации в реальных горючих газовых системах может превышать 1км/с. Опыт показывает, что для водорода, например, $D = 2820\text{м/с}$.

7.3. Особенности детонации газопаровоздушных систем

Графическая конфигурация ударных волн, генерируемых конденсированными ВВ и газовыми взрывами (в координатах P, τ) имеет определенные отличия и особенности, представленные на рис.10.3.

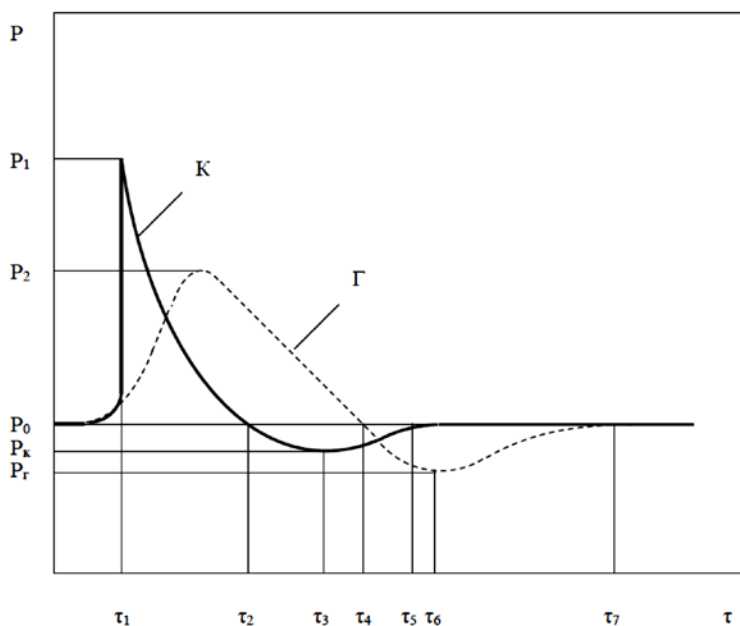


Рис.7.3. Схема формирования и эволюции ударных волн:

К – конденсированных ВВ; Г – газовых взрывов

Пиковое значение давления образовавшихся продуктов детонации у конденсированных ВВ достигает значения сотен тысяч бар, в то время как давление при взрывах газов и аэродисперсий лежит в пределах 15-45 бар, но у газов длительность положительной фазы сжатия в среднем в 3-8 раз больше, чем у ВВ. Это объясняет разрушительные последствия газовых взрывов.

Огромный профессиональный интерес для пожарных специалистов представляет явление самопроизвольного возникновения детонационного режима горения. Оно становится возможным при скорости распространения пламени около 500 м/с и довольно часто наблюдается при горении однородных паро- и газо-воздушных смесей в трубопроводах, различных узостях между оборудованием, в кабельных тоннелях, емкостях и т.п. В этих местах нормальный, дефлаграционный режим горения может перейти в детонационный со всеми последствиями.

Переход дефлаграции в детонацию обусловлен расширением при сгорании, турбулизацией горючей смеси. Турбулизация, например, в трубе приводит к возникновению сильно вытянутого "конуса" пламени, который быстро размывается. Раскаленные продукты горения хаотически перемешиваются со свежей смесью, возникает вибрация газа с появлением и отражением звуковых волн. Перед фронтом пламени появляется давление сжатия, которое при достижении определенного критического значения воспламеняет свежую смесь и скачком порождает детонационную волну. Экспериментально установлено, что для гладкой трубы преддетонационное расстояние составляет примерно 10 - 12 калибров или, другими словами, 10 - 12 ее внутренних диаметров.

Преддетонационное расстояние резко сокращается при наличии на пути пламени различного рода турбулизаторов. В трубопроводах это могут быть продукты коррозии, диафрагмы, задвижки, вентили и т.п., в узостях - трубопроводы и запорно-регулирующая арматура, конструкции этажерок, лестницы, трапы и др.

Таблица 7.2.

КПР при дефлаграции и детонации

Горючая смесь	КПД, % об.	
	дефлаграция	детонация
$\text{H}_2 + \text{воздух}$	4,0 – 75	15,0 – 63,5
$\text{C}_2\text{H}_4 + \text{воздух}$	2,7 – 35	5,5 – 11,5
$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{воздух}$	2,5 – 80	4,2 – 50,0
$\text{C}_3\text{H}_8 + \text{O}_2$	2,3 – 55	3,2 – 37,0
$\text{C}_4\text{H}_{10} + \text{O}_2$	1,8 – 49	2,9 – 31,3
$(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O} + \text{O}_2$	2,0 – 82	2,7 – 40,0

Как и дефлаграция, детонация газовых систем возможна только в определенной области концентраций горючего и окислителя, причем всегда в области воспламенения. В таблице 2 приведены КПР пламени при дефлаграционном и детонационном режимах горения для некоторых горючих систем.

Как видно из таблицы, круг горючих веществ, способных образовывать детонирующие смеси, достаточно широк, причем способность их к детонации повышается в смесях с кислородом. Хотя концентрационные пределы детонации несколько уже дефлаграционных, однако нужно всегда иметь в виду, что опасность детонации от этого не снижается, и последствия ее всегда катастрофичны. Кроме того, следует отметить, что газовые взрывы характерны не только для смесей газов, паров, аэрозолей с воздухом и кислородом. Существуют газы, пары и аэрозольные системы, способные поддерживать детонацию самостоятельно (без кислорода) и ярким представителем этого класса является ацетилен.

Следует отметить различия газопаровоздушных смесей и аэродисперсий. Первые являются продуктом смешивания газов или паров углеводородов с воздухом и представляют собой однородные газовые системы. Аэродисперсные системы помимо газовой фазы содержат в своем составе мельчайшие капли испаряющейся жидкости или твердые

частицы (пыли).

Существует также разница в развитии детонационных процессов в замкнутых объемах и открытом пространстве, например, в случае крупных утечек горючих газов, приводящих к разрушительным взрывам образовавшихся облаков. В то же время изучение газовых взрывов в неограниченном объеме началось сравнительно недавно и в основном было вызвано разработкой высокомогущного оружия объемного взрыва.

В большинстве случаев газовые аварии сопровождаются яркой высокотемпературной, генерирующей не только тепловое, но также ударное поражение людей и сооружений. Наиболее приемлемой геометрической фигурой вспыхнувшего газа или аэродисперсий в открытом пространстве является фигура шара или эллипса. Это и определило название этого явления – «огненный шар». Температура огненного шара определяется, в основном, типом горючего. Жидкие ракетные топлива дают температуру около 2500 – 3000 градусов Цельсия, горючие газы – около 1800 – 23000°C. Для большинства взрывоопасных веществ огненный шар очень быстро достигает максимального размера, который затем мало изменяется в течении некоторого времени, вплоть до его распада.

Контрольные вопросы

1. Перечислить виды химических превращений, происходящие при горении.
2. Критическую скорость распространения пламени.
3. Физические и химические причины, которыми могут быть обусловлены взрывы.
4. Понятие ударной волны и детонации. Их отличия.
5. Переход дефлаграции в детонацию.

Литература

1. Теория горения и топочные устройства: учеб. пособие для студентов высш. учеб. заведений / под ред. Д.М. Хзмаяна. – М.: Энергия, 1976.
2. Канторович Б.В. Введение в теорию горения и газификации твердого топлива / Б.В. Канторович. – М.: Металлургиздат, 1961.
3. Хзмаян Д.М. Об основном уравнении горения / Д.М. Хзмаян // Доклады научно-технической конференции, секция энергомашиностроительная, подсекция парогенераторостроения. – М.: МЭИ, 1967. – С. 109–113.
4. Зельдович Я.Б. Тепловой взрыв и распространение пламени в газах / Я.Б. Зельдович, В.В. Воеводский. – М.: Моск. мех. ин-т, 1947.
5. Мунц В.А. Основы теории горения топлив: учеб. пособие / В.А. Мунц, Е.Ю. Павлюк. – Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2005.
6. Горение углерода / А.С. Предводителев и др. – М.; Л.: Энерго-лит издат, 1949.
7. Бабий В.И. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела / В.И. Бабий, Ю.Ф. Куваев. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
8. Канторович Б.В. Основы теории горения и газификации твердого топлива / Б.В. Канторович. – М.: Изд-во АН СССР, 1958.
9. Renou V., Boukhalfa A., Erard V., et al. Flame front geometry analysis in freely premixed turbulent flames. Influence of Lewis number // 16th International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems: Proceedings, August 1997. Cracow, Poland: University of Mining and Metallurgy, AGH, 1997. P. 323–326.
10. Стрельчук Н.А., Иващенко П.Ф., Румянцев В.С. Особенности распространения пламени метано-воздушных смесей в больших объемах // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12. № 5. С. 775–778.
11. Gostintsev Yu., Istratov A., Fortov V., Petukhov V. On fractal structure of turbulent spherical flames // 16th International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems: Conference Proceedings, August 1997. Cracow, Poland: University of Mining and Metallurgy, AGH, 1997. P. 440–441.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособие: В 10 т., 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1986. Т. IV. Гидродинамика.
13. Filyand L., Sivashinsky G.I., Frankel M.L. On self-acceleration of outward propagating wrinkled flames // Physica D. 1994. Vol. 72. P. 110–118.
14. Sivashinsky G.I. On self-turbulization of a laminar flame // Acta Astronautica. 1979. Vol. 6. P. 569–591.
15. Гостинцев Ю.А., Истратов А.Г., Шуленин Ю.В. Автомодельный режим распространения свободного турбулентного пламени в

- перемешанных газовых смесях // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24. № 5. С. 63–70.
16. Kuznetsov E.A., Minaev S.S. Formation and propagation of cracks on the flame surface // *Physics Letters A*. 1996. Vol. 221. P. 187–192.
 17. Joulin G. On the nonlinear hydrodynamic instability of expanding flames: intrinsic dynamics // *Phys. Rev. E*. 1994. Vol. 50. P. 2030.
 18. Минаев С.С., Пирогов Е.А., Шарыпов О.В. Нелинейная модель гидродинамической неустойчивости расходящегося пламени // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32. № 5. С. 8–16.
 19. Минаев С.С., Пирогов Е.А., Шарыпов О.В. Скорость распространения пламени при развитии гидродинамической неустойчивости // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29. № 6. С. 19–25.
 20. Нестационарное распространение пламени. / Под ред. Дж.Г. Маркштейна, пер. с англ. под ред. Г.И. Баренблатта. М.: Мир, 1968.
 21. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
 22. Войцеховский Б.В., Митрофанов В.В., Топчиян М.Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
 23. Васильев А.А. Околопредельные режимы детонации в каналах с пористыми стенками // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30. № 1. С. 101–106. 14. Вильямс Ф.А. Теория горения. М.: Наука, 1971.
 24. Шарыпов О.В., Пирогов Е.А. О механизме ослабления и срыва газовой детонации в каналах с акустически поглощающими стенками // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31. № 4. С. 71–76.
 25. Митрофанов В.В. Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Изд-во института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2003.
 26. Beylich A.E., Gülhan A. Waves in reactive bubbly liquids // *Proceedings of the IUTAM Symposium on Adiabatic Waves in Liquid – Vapor Systems, Göttingen, FRG, August-September 1989*.
 27. Сычев А.И. Отражение волны пузырьковой детонации от твердой границы // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 3. С. 107–113.
 28. Борисов А.А., Шарыпов О.В. Моделирование перехода от регулярной к нерегулярной структуре ячеистого фронта газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29. № 3. С. 159–164.