

В.Н. Белоусов, С.Н. Смородин, В.Д. Цимбал

Топливо и процессы горения в теплоэнергетических установках

Часть 3

Учебное пособие



**Санкт-Петербург
2020**

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ДИЗАЙНА»**

ВЫСШАЯ ШКОЛА ТЕХНОЛОГИИ И ЭНЕРГЕТИКИ

В.Н. Белоусов, С.Н. Смородин, В.Д. Цимбал

**Топливо и процессы горения
в теплоэнергетических установках**

Часть 3

Учебное пособие

**Санкт-Петербург
2020**

УДК 662.6 (075)
ББК 31.350.4
Б 438

Белоусов В.Н., Смородин С.Н., Цимбал В.Д. Топливо и процессы горения в теплоэнергетических установках: учебное пособие / ВШТЭ СПбГУПТД.- СПб., 2020. Часть 3. – 154 с. – ISBN 978-5-91646-211-6.

В учебном пособии рассмотрены механизмы горения газообразного, жидкого и твёрдого топлива, теория приведённой пограничной плёнки и специфика расчёта выгорания пылеугольного факела.

Пособие составлено в соответствии с требованиями государственных образовательных стандартов, содержит необходимый нормативно-справочный и иллюстративный материал. Предназначено для получения базовых знаний и выполнения курсовых и выпускных квалификационных работ, связанных с процессами горения, студентами энергетических, политехнических и технологических вузов, обучающимися по направлению 13.03.01 «Теплоэнергетика и теплотехника».

Рецензенты: доктор технических наук, проректор по научной работе федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет Петра Великого» В.В. Сергеев;
кандидат технических наук, доцент кафедры «Электротехника и теплотехника» Петербургского государственного университета путей сообщения Императора Александра I В.И. Крылов.

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом ВШТЭ СПбГУПТД в качестве учебного пособия.

ISBN 978-5-91646-211-6

© Высшая школа технологии
и энергетики СПбГУПТД, 2020
© Белоусов В.Н., Смородин С.Н.,
Цимбал В.Д., 2020

1. Сжигание газообразного топлива

Газообразное топливо представляет собой смесь различных горючих и негорючих газов. Основными горючими составляющими большинства газообразных топлив являются предельные углеводороды: метан CH_4 , содержание которого в большинстве природных газов составляет $90 \div 98 \%$ по объему, этан C_2H_6 , пропан C_3H_8 , бутан C_4H_{10} , пентан C_5H_{12} , – а также водород H_2 , оксид углерода CO и сероводород H_2S (в редких случаях и в очень малых количествах). Преобладающее содержание метана в природных газах обуславливает близость их физических свойств и теплотехнических характеристик.

Теплота сгорания большинства природных газов находится в сравнительно узком диапазоне $Q_i^d = 8000 \div 9000$ ккал/м³ ($33,5 \div 37,7$ МДж/м³). (Для сравнения: теплота сгорания метана $Q_i^d = 8555$ ккал/м³). В негорючий балласт газообразного топлива могут входить азот N_2 , двуокись углерода CO_2 и кислород O_2 . Плотность природных газов близка к плотности основного компонента – метана – и изменяется, как правило, в узких пределах $\rho_{\text{г}} = 0,7 \div 0,8$ кг/м³.

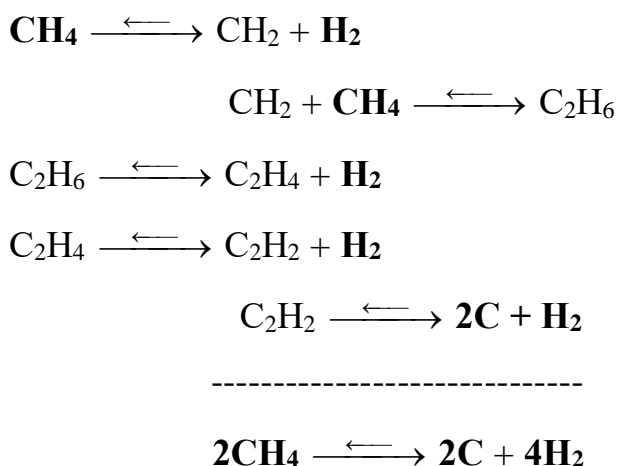
1.1. Механизм горения газа

Процесс горения газа протекает по-разному, в зависимости от теплофизических свойств отдельных компонентов. *Теплоустойчивые* компоненты, к которым относятся, например, CO и H_2 , сохраняют свою молекулярную структуру при высокотемпературном нагреве без доступа воздуха. *Теплонеустойчивые* компоненты, например, большинство предельных углеводородов метанового ряда, при нагревании без доступа воздуха разлагаются с образованием более легких соединений и атомов углерода. Температура начала термической диссоциации углеводородов уменьшается с увеличением их молекулярной массы. Например, термическое разложение метана CH_4 начинается при

температуре $600 \div 800$ °С, этана C_2H_6 – при 485 °С, пропана C_3H_8 – при 400 °С.

Если количества окислителя не достаточно для полного окисления газа ($\alpha < 1$), или смесеобразование организовано плохо, то часть молекул газа, не имея контакта с молекулами окислителя, в зоне высоких температур подвергается термическому разложению с образованием более легких соединений и атомов углерода.

Пиролиз природных газов, содержащих некоторое количество тяжелых фракций, начинается уже при температурах $300 \div 400$ °С и протекает по сложной цепной схеме преобразований. Схему термического разложения метана можно представить в следующем виде:



Выделяющиеся в результате пиролиза атомы углерода имеют четыре свободные связи, отдельно не существуют и в зонах недостатка кислорода соединяются между собой, образуя твердые кристаллы графита – мельчайшие частицы сажи размером $0,3 \div 0,4$ мкм. В зоне активного горения они раскаляются, образуя *ярко светящийся факел*. Температура воспламенения газа несколько ниже температуры термического разложения углеводородов. Поэтому при хорошем смесеобразовании, когда все молекулы горючего вступают в контакт с необходимым для полного горения количеством молекул окислителя, образуется сравнительно небольшое количество углеродных частиц, которые, попадая

в зону с достаточным содержанием кислорода, быстро сгорают. Поэтому длина светящейся части факела незначительна.

При ухудшенном процессе смешения горение твердых частиц сажи протекает медленно, затягивается. Факел получается длинным, растянутым. Некоторое количество сажи неизбежно попадает в зоны с недостатком кислорода и не сгорает, что приводит к потерям теплоты с *механическим недожогом*. Кроме того, на поверхностях нагрева образуется жирный налет сажи, снижающий интенсивность теплообмена.

Количество сажи, которое может образоваться при термическом разложении углеводородного газа, зависит от отношения содержания углерода к водороду в топливе. Для газообразных топлив отношение **C/H** определяют по составу газа с учетом атомарных масс углерода (12) и водорода (1):

$$\frac{C}{H} = \sum \frac{12m}{1n} \cdot \frac{C_m H_n}{100} = 0,12 \sum \frac{m}{n} C_m H_n .$$

Для природных газов отношение $C/H = 3,0 \div 3,2$.

Классический закон действующих масс и закон Аррениуса устанавливают зависимость скорости химической реакции от концентрации реагирующих веществ и температуры. Они помогают объяснить ход реакции и установить количественные соотношения во времени между веществами, вступившими в реакцию.

Согласно закону действующих масс, в закрытой гомогенной системе при постоянной температуре скорость химической реакции в каждый момент времени пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ:

$$W = k C_A^a C_B^b,$$

где k – константа скорости реакции, характеризующая число эффективных столкновений молекул, приводящих к реакции; a, b – порядок реакции по отдельным компонентам.

Константа скорости реакции согласно закону Аррениуса является функцией температуры:

$$k = k_0 \exp(-E/RT),$$

где k_0 – вероятностный фактор – коэффициент пропорциональности, характеризующий полное число столкновений всех молекул (активных и неактивных) в единице объема реагирующей смеси; E – энергия активации; R – газовая постоянная.

Множитель $\exp(-E/RT)$ отражает долю общего числа столкновений, которые возникают между «активными» молекулами и приводят к реакции.

Однако эти представления отражают лишь чисто молекулярный механизм протекания реакции, подчиняющийся стехиометрическим соотношениям исходных и конечных продуктов.

В ряде случаев горение газообразных веществ не подчиняется этим законам. Например, реальные скорости горения часто значительно выше, чем это следует из сложившихся представлений, а энергия активации соответствующих реакции много ниже.

Результирующие реакции горения дают представления только о конечных результатах сгорания отдельных составляющих, не отражая фактического хода процесса горения. В действительности механизм горения газа более сложен и характеризуется наличием ряда промежуточных химических преобразований, которые в целом представляют собой *разветвленные цепные реакции* (РЦР). Согласно учению академика Н. Н. Семенова, в ходе реакции активные молекулы могут порождать новые активные молекулы или ионы (радикалы) в большем количестве, чем исходные. Таким образом, количество активных центров реакции лавинообразно нарастает, пока какое-либо внешнее обстоятельство не прервет эту цепь.

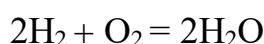
В процессе реакции возникают промежуточные продукты, имеющие более низкие энергии активации, в результате чего цепочка

промежуточных реакций протекает с большими скоростями. При этом активными центрами реакции наряду с молекулами исходных веществ с энергией, превышающей энергию активации, могут быть и отдельные радикалы (ионы), являющиеся осколками исходных молекул, и даже конечные продукты. Радикалы с ненасыщенными валентностями не требуют затрат энергии на разрыв старых связей. Соответственно для них энергия активации оказывается значительно ниже, чем энергия исходных молекул с насыщенными валентностями.

Механизм разветвленных цепных реакций будет рассмотрен на примерах окисления водорода и метана.

1.2. Механизм цепного горения водорода и метана

Согласно стехиометрическому уравнению



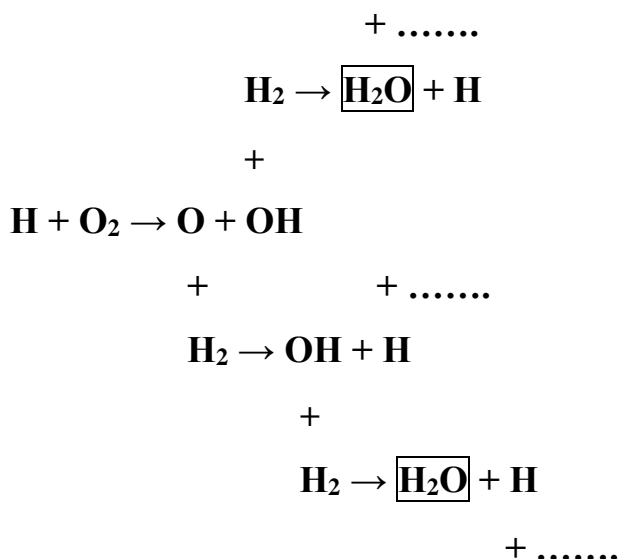
реакция окисления водорода не может протекать достаточно быстро, так как это реакция третьего порядка.

Однако при температуре выше 500 °С горение водорода протекает с большой скоростью по механизму взрывной цепной реакции. При наличии в объеме активных молекул (H_2 , O_2), а также посторонних активных молекул (M_a), их соударение приводит к расщеплению молекул и образованию «активных центров».

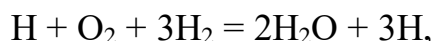
Зарождение цепной реакции с образованием активных радикалов (гидроксильной группы и атомарного водорода) происходит по двум возможным направлениям:



Дальнейший механизм представляет собой последовательную цепь реакций:



Таким образом, в реакцию вступает один активный атом водорода, а после первого цикла их оказывается уже три:

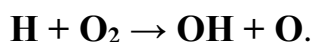


т. е. реакция развивается лавинообразно. Каждая из промежуточных реакций относится к реакциям первого порядка с энергией активации ниже, чем это следует из стехиометрического уравнения, поэтому и протекают они значительно быстрее.

Если нагревание природного газа происходит в воздушной среде, то под действием кислорода метан сравнительно легко распадается с образованием неустойчивого радикала $\mathbf{CH_3}$ и атомарного водорода:



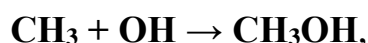
Освободившийся при этом атом водорода реагирует с молекулой кислорода, в результате чего образуются гидроксильная группа \mathbf{OH} и атомарный кислород:



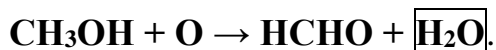
Затем возможны либо дальнейшее отщепление водорода от радикала $\mathbf{CH_3}$ с образованием \mathbf{CH} и его взаимодействие с гидроксилем, в результате чего образуется неустойчивый *формальдегид*



либо соединение радикала $\mathbf{CH_3}$ с гидроксилем, сопровождающееся появлением сравнительно неустойчивого *метилового спирта*



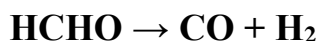
при окислении которого также образуется *формальдегид*



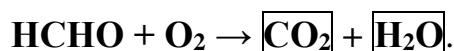
Формальдегид может также образоваться в результате непосредственного окисления радикала CH_3 :



Формальдегид легко распадается на *оксид углерода* и *водород*



или окисляется с образованием CO_2 и H_2O



Полнота, интенсивность и устойчивость горения газов, в первую очередь, зависят от температуры и условий смешения топлива и окислителя. Повышение температуры газовой смеси, согласно закону Аррениуса, вызывает увеличение скорости реакции пропорционально величине $\exp(-E/RT)$. Отдельные горючие составляющие газообразного топлива, так же как и само топливо в целом, характеризуются *температурой воспламенения*, а также *нижним* и *верхним концентрационными пределами*.

Температура воспламенения основных горючих составляющих в смеси с воздухом: водород 410 ÷ 630 °С, оксид углерода 610 ÷ 660 °С, метан 630 ÷ 790 °С.

Температура воспламенения природного газа около 530 °С.

Под *концентрационным пределом* понимают соотношение газа и окислителя, при котором газозвушные смеси не горят. Концентрационные пределы зависят от ряда факторов (температуры, давления, содержания примесей и т. п.).

Для основных горючих компонентов *нижний* и *верхний концентрационные пределы* в смеси с воздухом, соответственно, составляют: водород – 4 % и 74,2 %, оксид углерода — 12,5 % и 74,2 %, метан – 5 % и 15 %, природный газ – 4 % и 14 %.

Обогащение воздуха кислородом расширяет концентрационные пределы воспламенения (более подробно это рассмотрено в Части 1 данного учебного пособия).

1.3. Организация процесса сжигания газа. Факторы, оказывающие влияние на процесс горения. Диффузионное и кинетическое горение

Процесс горения газа состоит из следующих стадий:

- смешение газа с воздухом,
- нагрев полученной смеси до температуры воспламенения,
- зажигание и реакция горения, сопровождающаяся выделением тепла.

Организация топочного процесса заключается в основном в следующем:

- максимально возможное использование теплоты сгорания газа,
- достижение максимального тепловыделения в топке,
- обеспечение всех расчетных параметров.

В некоторых случаях требуется достижение определенных дополнительных условий по характеру тепловыделения в факеле: иногда требуется короткое пламя, в других случаях – длинное.

Газовые пламена могут быть классифицированы по следующим признакам:

- в зависимости от режима движения – *ламинарный* и *турбулентный* факел;
- по способу образования горючей смеси – *гомогенный* и *диффузионный* факел;
- по геометрии факела – *свободный* и *ограниченный*;
- по аэродинамической схеме движения – *спутный* и *встречный* факел.

На интенсивность и полноту горения, а также на характеристику факела (размер, светимость, температурный уровень) первостепенное значение оказывает фактор смешения топлива с окислителем. При недостаточно интенсивном перемешивании газа с воздухом окислительные реакции тормозятся. При этом возможно появление продуктов неполного горения (*химический недожог*) и продуктов термического разложения углеводородов (*механический недожог*). Во избежание химического недожога при плохом перемешивании требуется увеличение коэффициента избытка воздуха в топке, что приводит к росту потерь теплоты с уходящими газами и, как следствие, к снижению КПД котла или другой теплотехнической установки.

Если теплотери в зоне горения, связанные с теплообменом с окружающей средой, превышают тепловыделение, то горение невозможно. Газовоздушные (газокислородные) смеси являются горючими только в определенном диапазоне соотношения отдельных компонентов.

Любой горючий газ (смесь газов) характеризуется *температурой воспламенения*, существенно зависящей от условий протекания процесса теплоотдачи, а также *нижним и верхним концентрационными пределами* распространения пламени, зависящими от ряда факторов (температуры, давления, содержания примесей и т. п.).

Для обеспечения интенсивности и полноты сгорания газа в факеле необходимо соблюдение определенных *внутренних и внешних условий*.

Внутренние условия определяются следующими параметрами (характеристиками):

- соотношение расходов и скоростей газа и воздуха,
- процессы взаимодействия потоков и струй,
- начальные температуры обоих компонентов (температура смеси),
- состав газа и его теплотехнические характеристики и др.

К *внешним условиям* можно отнести:

- интенсивность подвода теплоты к корню факела (внутренняя рециркуляция),
- габариты камеры сгорания (топки), главным образом в направлении движения факела,
- температура в зоне горения,
- интенсивность теплоотвода от факела и др.

К чему может привести несоблюдение или несоответствие внутренних и внешних условий?

Например, в случае, если отвод теплоты от факела протекает значительно интенсивнее, чем подвод теплоты к нему, могут возникнуть условия (*внешние условия*), приводящие к неполноте сгорания газа.

В случае несоответствия габаритов камеры сгорания и длины факела, пламя может касаться холодных поверхностей нагрева и настолько охлаждаться, что для протекания реакций полного горения газа температура становится недостаточной. При этом поверхности покрываются налетом, представляющим собой несгоревший углерод, что выражается в потере тепла с *механическим недожогом*.

Повышенная интенсивность теплообмена между пламенем и поверхностями нагрева также приводит к снижению температуры в зоне горения, что может вызвать потери тепла с *химическим недожогом*, если времени пребывания газовой смеси в топке оказывается недостаточно для завершения реакций горения.

Основными с точки зрения организации и завершения процесса горения являются *внутренние условия*. Степень совершенства процесса горения определяется составом продуктов сгорания. Полное сгорание топлива характеризуется отсутствием горючих составляющих в продуктах сгорания, при неполном — присутствует оксид углерода, а при определенных условиях — и составляющие исходного газа (углеводороды и пр.).

Удельное тепловыделение достигает своего максимума при полном сгорании стехиометрической смеси, т. е. при коэффициенте избытка воздуха, равном единице.

На практике процесс сжигания топлива осуществляется в устройствах (топки, печи, камеры сгорания и др.), отличающихся весьма сложными аэродинамическими характеристиками. При этом ни одно современное топочное устройство не совершенно с аэродинамической точки зрения, т. е. не может обеспечить идеальное (на молекулярном уровне) смешение топлива и окислителя (воздуха). При высоких температурах и концентрациях исходных компонентов (топливо и окислитель), при достаточной активности составляющих горючей смеси химическая реакция протекает согласно закону Аррениуса со столь значительной скоростью (скорость реакции пропорциональна величине $\exp(-E/RT)$), что процессы смесеобразования отстают по скорости протекания от химической реакции горения и тем самым тормозят процесс сжигания.

В общем случае полное время сгорания $\tau_{\text{гор}}$ складывается из трех составляющих:

- время, необходимое для возникновения физического контакта между горючим и окислителем (при сжигании газа – время смесеобразования) $\tau_{\text{см}}$,
- время нагрева горючей смеси до температуры воспламенения $\tau_{\text{наг}}$,
- время протекания самой химической реакции $\tau_{\text{хим}}$,

$$\tau_{\text{гор}} = \tau_{\text{см}} + \tau_{\text{наг}} + \tau_{\text{хим}}.$$

Рассмотрим случаи, когда тот или иной процесс (смесеобразование, нагрев, химическая реакция) становится определяющим фактором при определении суммарной скорости горения.

Если время смесеобразования несоизмеримо больше времени, необходимого для прогрева и протекания химической реакции, т. е. $\tau_{\text{см}} \gg \tau_{\text{хим}}$ и $\tau_{\text{см}} \gg \tau_{\text{наг}}$, то практически $\tau_{\text{гор}} = \tau_{\text{см}}$. Поскольку процессы

смесеобразования определяются законами молекулярной и турбулентной *диффузии*, то подобный процесс называется *диффузионным горением*. Т. е. это означает, что процесс горения протекает в *диффузионной области*.

Примером такого процесса является горение предварительно неподготовленной газо-воздушной смеси, т. е. когда газообразное топливо подается в топку не перемешанным с окислителем. В этом случае смешение протекает уже непосредственно в топочном объеме, а время смешения значительно превышает время протекания химической реакции.

Развитый процесс горения, сопровождающийся, как правило, большим удельным тепловыделением (к которым можно отнести сжигание природного газа), протекает как раз в диффузионной области, поскольку химическая реакция окисления горючих составляющих газа при высоких температурах протекает практически мгновенно.

Если время смесеобразования и время нагрева, наоборот, несоизмеримо меньше времени, необходимого для протекания химической реакции, т. е. $\tau_{см} + \tau_{наг} \ll \tau_{хим}$, то практически $\tau_{гор} = \tau_{хим}$. Таким образом, фактором, определяющим скорость горения, является скорость химической реакции, которая, в свою очередь, описывается законами *химической кинетики*. Это означает, что процесс протекает в *кинетической области*.

Примером *кинетического горения* является введение в топку заранее подготовленной гомогенной горючей смеси при температуре, близкой к температуре воспламенения.

В начальный период времени, когда температура еще не высока, горение также протекает в кинетической области.

Таким образом, организация процесса сжигания топлива в воздушном потоке может основываться на двух различных принципах: *кинетическом* и *диффузионном*.

Отличительной особенностью кинетического принципа, как уже было отмечено, является предварительная подготовка однородной смеси

топлива и воздуха. Горение протекает в однородной среде при постоянном избытке воздуха ($\alpha_r = \text{const}$) и с постоянной теплопроизводительностью ($Q = \text{const}$).

При сжигании газового топлива в воздушном потоке возможно горение, как однородной стехиометрической смеси, так и предварительно не перемешанных газов.

В *гомогенном факеле* в зону горения поступает заранее подготовленная смесь газа с окислителем, так как процесс смешения завершен вне объема факела. Поэтому горение в гомогенном факеле протекает интенсивно и полностью завершается на коротком участке.

В *диффузионном факеле* процессы смешения и горения протекают одновременно в реакционном объеме, причем тормозящим фактором является процесс смесеобразования. Поэтому диффузионный факел оказывается значительно более протяженным, чем гомогенный. Размеры диффузионного факела регулируются изменением интенсивности смесеобразования путем варьирования конструктивных и режимных параметров горелки. В зависимости от технологических требований можно добиваться укорочения или удлинения зоны смешения, т. е. изменять характеристики диффузионного факела.

Возникает ряд вопросов:

- в какой области происходит горение газа – в *кинетической* или *диффузионной*?

- какой из двух основных факторов, характеризующих скорость процесса горения, является тормозящим, т. е. определяющим?

- что замедляет процесс горения газообразного топлива – скорость химической реакции, т. е. *кинетика*, или скорость смесеобразования, т. е. *диффузия*?

К моменту воспламенения имеются участки, где газ и воздух сравнительно хорошо перемешаны. Тормозящим фактором, определяющим скорость процесса горения, является скорость протекания

химической реакции, которая описывается законами химической кинетики. Т. е. горение протекает в чисто *кинетической области*.

Но интенсивность горения, а, следовательно, и потребление кислорода настолько велики, что готовая смесь быстро расходуется и для поддержания процесса горения необходим более интенсивный подвод кислорода к зоне горения. Кроме того, следует учесть тот факт, что с началом горения в смеси появляется третий компонент в виде продуктов сгорания. Происходит «разбавление» готовой смеси инертными компонентами, что затрудняет столкновение молекул топлива и окислителя.

Таким образом, при высоких температурах фактором, тормозящим скорость горения газа, является скорость процесса смесеобразования, описываемая законами молекулярной и турбулентной диффузии, т. е. горение протекает в *диффузионной области*. Установлено, что при температуре около 1000 °С скорость кинетического горения достигает скорости смесеобразования в хорошо отлаженных горелках. Для дальнейшего увеличения скорости горения необходимо усовершенствование аэродинамики горелок.

1.4. Горелки для сжигания газа, их назначение и классификация

На интенсивность и полноту горения, а также на характеристики факела (размер, светимость, температурный уровень) первостепенное влияние оказывает фактор смешения газового топлива с окислителем. При недостаточно интенсивном перемешивании топлива с воздухом окислительные реакции тормозятся. При этом возможно появление продуктов неполного сгорания (химический недожог) и продуктов термического разложения углеводородов. Во избежание химического недожога при плохом перемешивании требуется увеличение коэффициента

избытка воздуха в топке, что приводит к увеличению потерь теплоты с уходящими газами.

Сжигание топлива осуществляется с помощью устройств, называемых *горелками*. Они предназначены для подачи в топочную камеру (или в камеру сгорания) необходимых для достижения заданной производительности агрегата количеств топлива и окислителя, создания благоприятных условий их перемешивания (смешения) до начала горения или в самом процессе горения, воспламенения горючей смеси и стабилизации факела. Это достигается различными конструктивными приемами.

Большинство газовых горелок, независимо от их типа, имеют общие конструктивные элементы: устройства для подвода газа и воздуха (топлива и окислителя), смесительную камеру, горелочную насадку и стабилизирующее устройство. В зависимости от типа горелки, сферы ее применения и технологических требований, каждый из перечисленных выше элементов горелки может иметь различное конструктивное оформление. Например, в некоторых конструкциях отдельные элементы могут совсем отсутствовать или компоноваться как единое целое.

Конструкция и аэродинамические характеристики горелочных устройств при сжигании такого высококалорийного топлива, каким является природный газ, имеют первостепенное значение, поскольку большая разница в объемах воздуха и газа существенно затрудняет их перемешивание (в связи с высокой теплотой сгорания соотношение расходов воздуха и газа с учетом коэффициента избытка воздуха равно 10).

Кроме того, назначением горелки является *организация смесеобразования*, и создание у ее устья *устойчивого фронта воспламенения* для зажигания выходящей из горелки газозвоздушной смеси.

Горение газа имеет принципиально различный характер, в зависимости от того, совмещены или разделены в пространственном отношении процессы смесеобразования, с одной стороны, и процессы

подогрева смеси до температуры воспламенения и собственно горения – с другой стороны.

В зависимости от способа подачи в топочную камеру газа и окислителя (воздуха) и условий образования горючей смеси, различают три основных *принципа организации процесса горения* и соответствующие им *виды горелок*:

1) принцип *внешнего смешения*, когда газ и воздух подаются в зону горения раздельно (в виде отдельных струй или потоков), а смешение их происходит непосредственно за срезом горелки в пределах самого пламени за счет эжектирующего действия струи или турбулентно-молекулярной диффузии (диффузионное горение) – *диффузионная горелка* – $\alpha_{\Gamma} = 0$ (рис. 1.1);

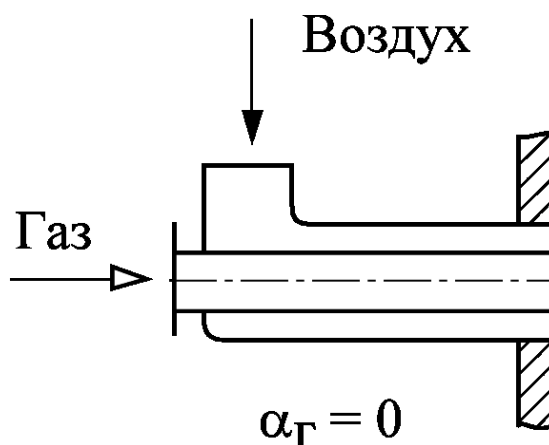


Рис. 1.1. Диффузионная горелка

2) принцип *полного внутреннего смешения*, когда газ со всем эжектируемым или принудительно подаваемым воздухом, необходимым для горения, смешивается непосредственно в пределах горелки, при этом в зону горения поступает *однородная* газоздушная смесь (*кинетическое горение*) – *горелка с полным предварительным смешением* – $\alpha_{\Gamma} > 1$ (рис. 1.2);

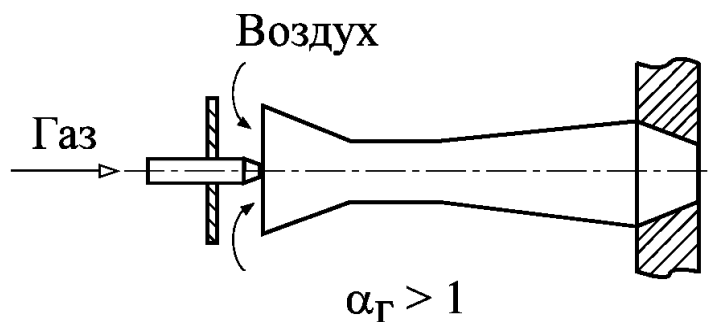


Рис. 1.2. Горелка с полным предварительным смешением

3) принцип *частичного внутреннего смешения*, когда газ смешивается в пределах горелки лишь с частью воздуха, необходимого для горения (*первичный воздух*), а остальная часть воздуха (*вторичный воздух*) подается в топку отдельным потоком. Окончательное смешение происходит уже в топочном объеме совместно с процессом горения – *горелка с частичным предварительным смешением* – $\alpha_G < 1$ (рис. 1.3).

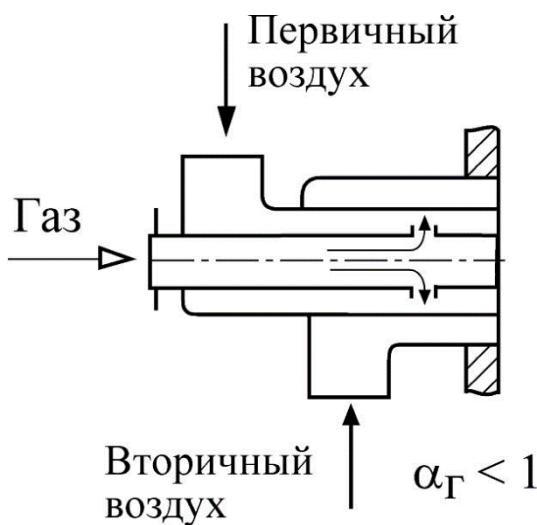


Рис. 1.3. Горелка с частичным предварительным смешением

Наряду с этими тремя основными принципами, возможен и очень часто практически реализуется *промежуточный*, или смешанный, принцип сжигания газа – принцип *неполного предварительного смешения*, когда предварительное смешение газа с воздухом находится на стадии неполного завершения (причем степень этой незавершенности может быть

самой различной), т. е. в зону горения подается *неоднородная* газоздушная смесь.

В зависимости от выбранного способа образования горючей смеси и соответствующей конструкции горелки, процесс сжигания газа может сопровождаться образованием *короткого* или *длинного* и *светящегося* или *несветящегося* факела.

При раздельной подаче топлива и воздуха (диффузионная горелка) или при условии их неполного или частичного предварительного смешения сгорание газа происходит в *растянутом факеле* по мере смешения газа с воздухом. Факел при этом, как правило, получается *светящимся* (особенно при сжигании газа с большим содержанием углеводородов и местном недостатке воздуха), что важно с позиции интенсивности лучистого теплообмена в топке. Горелки, образующие видимый факел, называются *факельными*.

При сжигании *предварительно подготовленной газоздушной смеси* процесс смешения завершается вне объема факела. Поэтому горение в гомогенном факеле протекает интенсивно и полностью завершается на коротком участке, а факел получается *коротким* и *несветящимся*. При этом значительно повышается полнота сгорания, и уменьшается необходимый коэффициент избытка воздуха. Такие горелки условно называют *горелками предварительного смешения*, или *беспламенными*.

В *диффузионном факеле* процессы смешения и горения протекают одновременно в реакционном объеме, причем лимитирующим является процесс смесеобразования. Поэтому диффузионный факел оказывается значительно более протяженным, чем гомогенный.

Размеры диффузионного факела регулируются изменением интенсивности смесеобразования путем варьирования конструктивных и режимных параметров горелки. В зависимости от технологических требований, можно добиваться укорочения или удлинения зоны смешения, т.е. изменять характеристики диффузионного факела.

В какой области протекает горение газа – в *кинетической* или *диффузионной*? Какой из двух основных факторов, характеризующих скорость процесса горения, является тормозящим, т. е. определяющим? Что замедляет процесс горения газообразного топлива – *скорость химической реакции*, т. е. кинетика, или *скорость смесеобразования*, т. е. диффузия?

Чтобы ответить на эти вопросы, необходимо определить интенсивность тепловыделения в зоне горения и время горения.

По модели Я. Б. Зельдовича тепловое напряжение (интенсивность тепловыделения) в зоне реакции горения определяется по формуле:

$$\left(\frac{Q}{V}\right)_p = \frac{(u_n \rho_0 Q_i^d)^2}{2\lambda_0 \Delta T_p},$$

а время горения выделенного элементарного объема в зоне реакции

$$\tau_p = 2 \frac{\Delta T_p}{T_a - T_0} \frac{a}{u_n^2},$$

где $u_n = 0,35$ м/с – нормальная скорость распространения пламени в неподвижной среде; ρ_0, λ_0 – плотность и теплопроводность газозвушной смеси на выходе из горелки; $\Delta T_p = 200 \div 300$ °С – повышение температуры в зоне реакции; T_a – теоретическая (адиабатическая) температура горения; T_0 – начальная температура газозвушной смеси; a – коэффициент температуропроводности смеси.

При хорошем молекулярном смешении газа с воздухом он горит при высоких температурах и с огромной скоростью, при этом интенсивность тепловыделения и время горения соответственно равны:

$$\left(\frac{Q}{V}\right)_p > 10^6 \frac{\text{МВт}}{\text{м}^3}, \quad \tau_p < 10^{-3} \text{ с}.$$

К моменту воспламенения имеются участки, где газ и воздух сравнительно хорошо перемешаны. Тормозящим фактором, определяющим скорость процесса горения, является скорость протекания

химической реакции, которая описывается законами химической кинетики, т. е. горение протекает в чисто *кинетической* области. Но интенсивность горения, а, следовательно, и потребление кислорода настолько велики, что готовая смесь быстро расходуется, и для поддержания процесса горения необходим более интенсивный подвод кислорода к зоне горения.

Кроме того, следует учесть тот факт, что с началом горения в смеси появляется третий компонент в виде продуктов сгорания. Происходит «разбавление» готовой смеси инертными компонентами, что затрудняет столкновение молекул топлива и окислителя.

Таким образом, при высоких температурах фактором, тормозящим скорость горения газа, является скорость процесса смесеобразования, описываемая законами молекулярной и турбулентной диффузии, т. е. горение протекает в *диффузионной* области.

Установлено, что при температуре около 1000 °С скорость кинетического горения достигает скорости смесеобразования в хорошо отлаженных горелках. Для дальнейшего увеличения скорости горения необходимо усовершенствование *аэродинамики горелок*.

Конструкция газогорелочных устройств, с помощью которых технически реализуются указанные принципы сжигания газа, должна быть органически связана с устройством всей топочной камеры в целом и, кроме того, должна обеспечивать выполнение следующих задач:

- подвод в зону горения требуемых количеств газа и воздуха;
- смешение газа с воздухом в соответствии с выбранным принципом сжигания;
- практически полное сгорание газа (за исключением некоторых частных случаев, когда для обеспечения технологического процесса в топочной камере необходимо получение восстановительной атмосферы, например, в промышленных печах);
- создание необходимого температурного уровня в зоне горения и в топочной камере в целом;

- обеспечение необходимой излучательной способности пламени.

Конструктивное разнообразие используемых в современной технике газовых горелок требует их классификации с разделением на отдельные, четко различающиеся группы.

В основу такой классификации могут быть положены различные признаки. При этом ни один из классификационных признаков, взятый в отдельности, не может достаточно четко охарактеризовать одновременно все принципиальные, конструктивные и эксплуатационные особенности газовых горелок. В связи с этим в современной технической литературе отсутствует единая общепринятая классификация.

Горелки, предназначенные для комбинированного сжигания газа с другими видами топлива (мазут, угольная пыль), имеют ряд конструктивных особенностей.

Наряду с основополагающим принципом классификации горелок (*принцип образования горючей смеси*), существуют и другие подходы, или классификационные признаки:

- вид сжигаемого топлива;
- способ подачи воздуха;
- характер истечения потоков;
- форма устья горелки (геометрия);
- способ завихрения (крутки);
- способ регулирования крутки потоков;
- давление газа;
- скорость истечения;
- степень автоматизации;
- прочие.

По способу подачи воздуха горелки делятся на две группы:

- с принудительной подачей воздуха от вентилятора (*дутьевые горелки*);

- с подачей воздуха путем эжектирования его газовой струей или за счет разрежения в топке.

Дутьевые горелки, в свою очередь, в зависимости от характера истекающих потоков, подразделяются на *прямоточные* и *вихревые*.

В *прямоточных горелках* структура факела зависит от формы устья горелки, которая может быть *прямоугольной, щелевой* или *круглой*.

В *вихревых горелках* основополагающим является *тип завихрителя* (принцип организации крутки потоков), среди которых наиболее распространены улиточный аппарат (У) и лопаточные завихрители: тангенциальный (Т) и аксиальный (осевой) (А) (рис. 1.4).

Регулирование крутки потоков может осуществляться следующими способами:

- изменением угла наклона лопаток;
- изменением сечения входного патрубка или живого сечения лопаточных завихрителей;
- перепуском части воздушного потока мимо завихрителей (байпас).

Основные аэродинамические характеристики закрученных струй: профили скоростей (осевой, тангенциальной, радиальной), изменение максимальных скоростей вдоль оси струи, максимальная скорость обратного тока, количество газов рециркуляции, размеры зоны рециркуляции, распределение давления и другие параметры, — определяются, прежде всего, безразмерным интегральным параметром крутки n , который сохраняется постоянным вдоль струи.

Параметр крутки, геометрия горелки, соотношение скоростей и расходов первичного и вторичного воздуха — все эти характеристики оказывают существенное влияние на форму факела и угол его раскрытия, размеры зон рециркуляции дымовых газов, интенсивность тепло- и массопереноса и т. п.

Параметр крутки может быть рассчитан по конструктивным характеристикам соответствующего закручивающего аппарата.

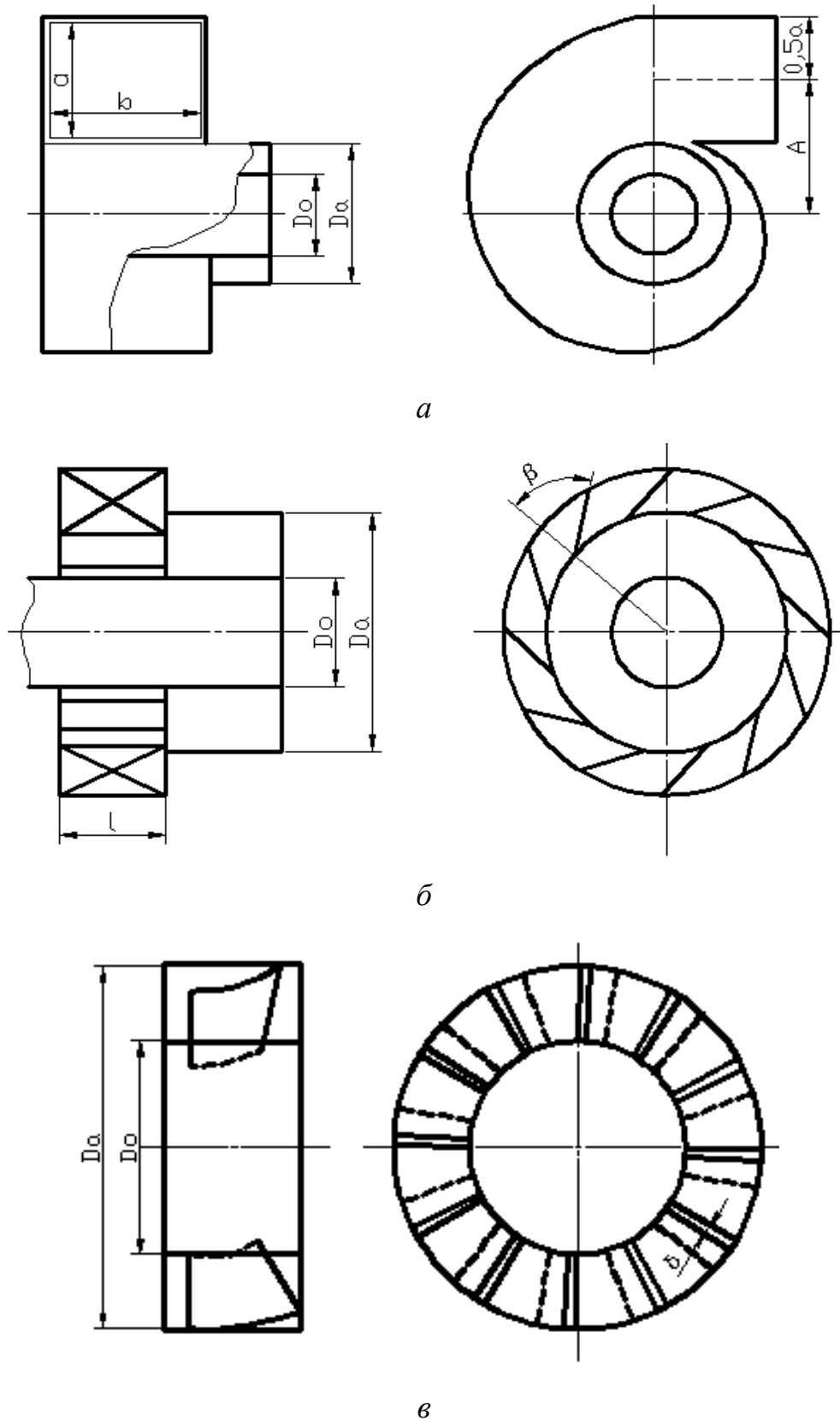


Рис. 1.4. Принципиальные схемы завихрителей:
 а – улиточный; б – тангенциальный лопаточный; в – аксиальный лопаточный

Наибольший практический интерес для топочной техники представляют следующие *характеристики закрученных струй*:

- распределение составляющих вектора скорости и распределение статических давлений по радиусу струи;
- падение максимальных скоростей по длине струи;
- размеры зоны обратных токов и объем газов рециркуляции;
- угол раскрытия и диаметр струи;
- увеличение массы струи.

Интенсификация процесса смешения горючего с окислителем может быть достигнута следующими способами:

- увеличение скорости потоков;
- подача потоков под углом друг к другу;
- дробление смешивающихся потоков на отдельные струи;
- использование стабилизаторов в виде стенки, плохо обтекаемого тела или суживающегося сечения;
- применение, так называемого, «острого дутья», т. е. ввод с большой скоростью дополнительных струй воздуха, турбулизирующих основной поток;
- закручивание потоков воздуха.

1.5. Устойчивость (стабилизация) фронта воспламенения

Смесеобразование в факеле – процесс перемешивания горючего с окислителем до образования горючей смеси. Смесеобразование определяет характер протекания горения, длину, форму и излучающую способность факела, а самое главное, – полноту сгорания газа.

Как уже отмечалось, в зависимости от организации процесса (конструкции горелки) сжигание газа может сопровождаться образованием либо *короткого*, либо *длинного* факела. При раздельной подаче газа и окислителя в топочную камеру сгорание, как правило, протекает в *растянутом светящемся факеле* по мере смешения компонентов. При

сжигании предварительно подготовленной газовой смеси факел получается *коротким и несветящимся*.

Процесс смесеобразования отличается значительной сложностью, поскольку, как правило, процесс перемешивания газа и окислителя происходит при взаимодействии потоков, движущихся с различными скоростями под разными углами атаки и имеющих различные температуры, плотности и расходы (количество движения).

Особенно ощутимым является влияние процесса перемешивания на процесс горения при раздельной подаче (без предварительного смешения) в камеру сгорания топлива и окислителя. Такой способ образования горючей смеси осуществляется, например, когда воздух и (или) газ подогреваются до температуры воспламенения или близкой к ней. В таких случаях предварительное смешение невозможно, поскольку это вызвало бы преждевременное воспламенение смеси еще до поступления ее в камеру сгорания. Это диктует свои условия в области организации горелочного устройства и приводит к значительно более длинному факелу, чем в случае предварительно подготовленной смеси.

Основная задача конструирования рациональных газогорелочных устройств сводится к обеспечению возможности регулировать качество смешения и соответственно с этим изменять длину, форму и излучающую способность факела.

Интенсификация процессов смесеобразования в газовых горелках осуществляется, как правило, двумя путями:

- 1) дроблением потоков большого размера на более мелкие струи;
- 2) повышением масштаба и интенсивности турбулентности (переход к закрученным и пульсирующим потокам).

Воздействовать на процесс горения можно, в первую очередь, соответствующей организацией аэродинамики на начальном участке формирования факела. Речь идет об аэродинамике потока топочных газов и процессах турбулентного переноса тепла и массы, которые зависят от

конструкции горелки и взаимного расположения горелок в топочной камере.

Каждая горелка в заданных пределах изменения производительности должна обеспечить устойчивое *зажигание* и *стабилизацию фронта воспламенения*. Под стабилизацией факела подразумевается создание условий, обеспечивающих надежное горение факела без погасаний, пульсаций или отрыва от горелки.

Факел считается устойчивым, если при установившемся режиме подачи топлива он стабилизируется вблизи устья горелки и не меняет своего среднего положения в пространстве. Это состояние факела является результатом соответствия скорости распространения пламени и противодействующей ей скорости потока газовой смеси, вытекающей из устья горелки. Если скорость потока газовой смеси превышает скорость распространения пламени, явление втягивания пламени в горелку, или, так называемого, *проскока* пламени, невозможно. При этом, если скорость истечения газовой смеси чрезмерно высока, смесь не успевает в достаточной степени прогреться за счет рециркуляции продуктов сгорания к корню факела, и происходит *отрыв факела* (погасание пламени).

На рис. 1.5 показаны качественные *границы устойчивости пламени* в зависимости от степени аэрации горючей смеси, т. е. коэффициента избытка воздуха в горелке α_r (доли первичного воздуха), и скорости истечения газовой смеси.

Нижний предел устойчивости горения изменяется по кривой, напоминающей закон изменения скорости горения в зависимости от концентрации газовой смеси. *Верхний предел устойчивого горения* с увеличением α_r резко снижается.

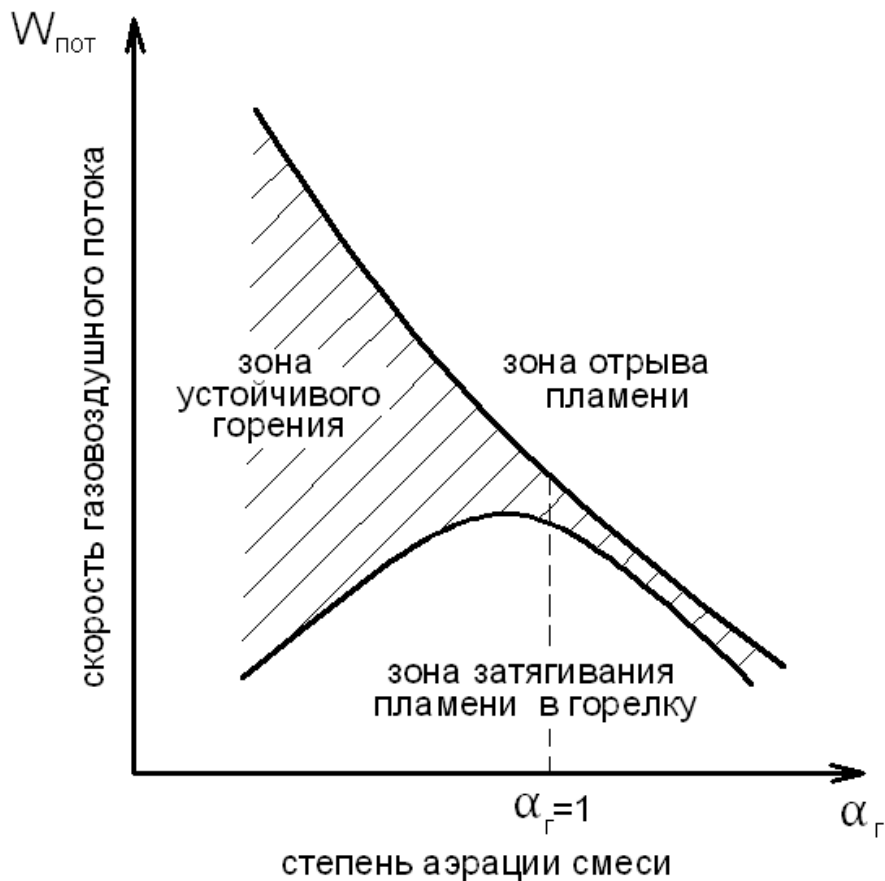


Рис. 1.5. Границы устойчивости пламени в зависимости от коэффициента избытка воздуха и скорости газовоздушного потока на выходе из горелки

Как видно, *устойчивое горение в широком диапазоне скоростей* наблюдается лишь *при малом количестве первичного воздуха* в исходной горючей смеси. В этом случае устойчивость горения обеспечивается хорошим источником воспламенения – *диффузионным факелом*, возникающим в камере при горении газа за счет вторичного воздуха. С увеличением α_r (доли первичного воздуха) пределы устойчивого горения сокращаются, так как влияние диффузионного фронта воспламенения нивелируется. При $\alpha_r = 1$, т. е. когда диффузионное горение вообще отсутствует, горение смеси устойчиво лишь *в очень узком диапазоне* изменения скорости истечения газовоздушного потока.

В таких случаях для предотвращения отрыва пламени от горелки необходимо повысить температурный уровень в области воспламенения

газовоздушной смеси, например, с помощью *закручивания* потоков, обеспечивающего подсос раскаленных продуктов сгорания к корню факела в приосевой зоне – *зоне внутренней рециркуляции дымовых газов*.

1.6. Особенности расчёта газовых горелок

Точный расчет газовых горелок представляет собой задачу неоправданной сложности, поэтому практикой разработаны различные методы приближенного расчета, которые дают вполне приемлемые результаты.

Большое распространение в энергетических установках получили газовые горелки, в которых воздушный поток поперечно пересекается мелкими струями газа, при этом газ может подаваться либо по центральной трубе (горелка типа «труба в трубе») (рис. 1.6, а), либо с периферии (рис. 1.6, б).

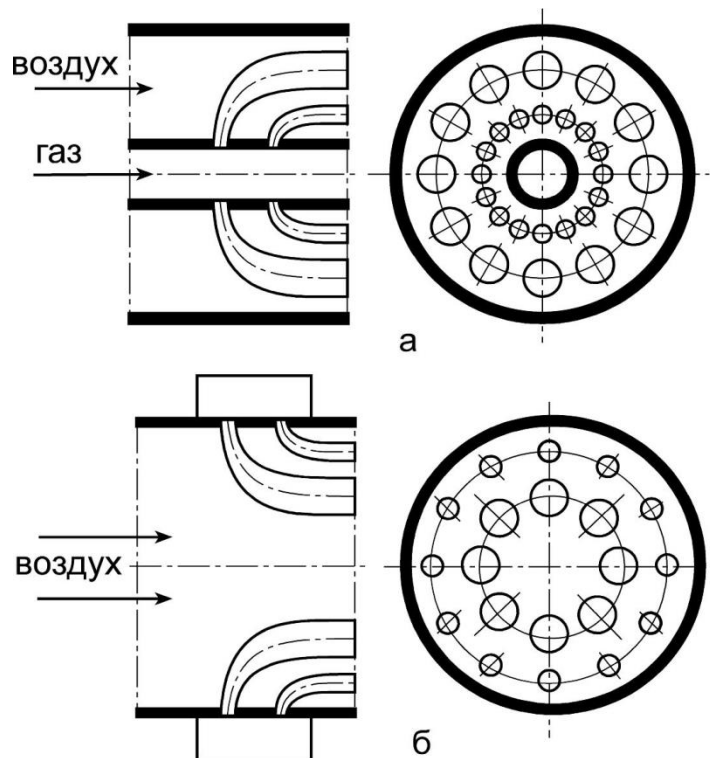


Рис. 1.6. Схемы подачи газа в поперечный поток воздуха:
а – по центру; б – с периферии

На рис. 1.7 представлен примерный характер геометрии струй газа, истекающих в поперечный поток воздуха.

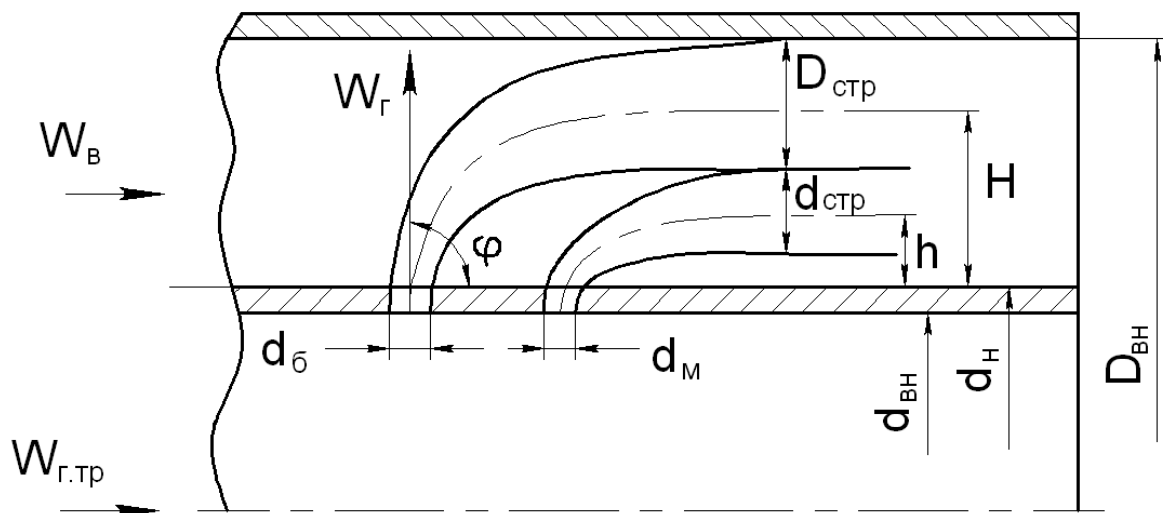


Рис. 1.7. Схема распространения струй газа в поперечном потоке воздуха

Струи газа по мере проникновения в поток воздуха будут сноситься этим потоком. При достижении определенного расстояния от стенки газового коллектора h осевая линия струи газа будет совпадать с направлением сносящего потока воздуха. Это расстояние называется *глубиной проникновения струи* в сносящий поток и зависит от диаметра сопла d_c вытекающей струи и отношения скоростей (W_G , W_B) и плотностей (ρ_G , ρ_B) газа и воздуха. Для более равномерного распределения газовых струй по сечению горелки и для лучшего смешения газа с воздухом газовые сопла выполняются в два ряда, причем первый (по ходу воздуха) ряд сопел имеет бóльший диаметр, чем второй.

Под действием воздушного потока траектория струи искривляется, и сама струя становится шире за счет диффузионного размытия. Отверстия (большие и малые сопла) для выхода газа должны быть расположены таким образом, чтобы струи в том сечении, где они принимают направление потока, перекрывали все сечение.

Базовой формулой при расчете таких горелок является полученная на основании многочисленных экспериментов Ю. В. Ивановым зависимость для определения относительной глубины проникновения газовых струй в поперечный поток воздуха:

$$\frac{h}{d_c} = K_s \frac{W_\Gamma}{W_B} \sqrt{\frac{\rho_\Gamma}{\rho_B}}, \quad (1.3)$$

где K_s – эмпирический коэффициент, зависящий от относительного шага между соплами, расположенными в одном ряду.

При расчете газовых горелок для определения глубины проникновения струи приходится предварительно задаваться значениями скоростей газа и воздуха, а также исходить из полученных опытным путем рекомендаций.

По уравнению расхода газа определяется внутренний диаметр газоподводящей трубы $d_{вн}$:

$$G_\Gamma = \frac{\pi d_{вн}^2}{4} W_{\Gamma.тр}.$$

Скоростью газа в трубе следует предварительно задаться. Рекомендуемые значения скорости $W_{\Gamma.тр} = 20 \div 30$ м/с.

По уравнению расхода воздуха

$$G_B = \frac{\pi}{4} (D_{вн}^2 - d_n^2) \cdot W_B$$

определяется внутренний диаметр наружной воздухоподводящей трубы $D_{вн}$, после чего по соответствующему сортаменту труб выбирается подходящая труба (d_n – наружный диаметр газоподводящей трубы).

При расчете глубины проникновения струй газа, истекающих из больших и малых сопел, исходят из предположения, что в том сечении, где большие и малые струи принимают направление потока воздуха, они соприкасаются друг с другом, а внешняя граница больших струй достигает внешней границы кольцевого канала. При этом в сечении, где оси струй

газа принимают направление потока воздуха, их условный диаметр, согласно опытным данным, составляет:

$$D_{\text{стр}} = 0,75H \quad \text{и} \quad d_{\text{стр}} = 0,75h.$$

Из схемы распространения струй в кольцевом канале (см. рис. 1.7) следует, что *глубина проникновения больших струй*:

$$H + \frac{D_{\text{стр}}}{2} = \frac{D_{\text{вн}} - d_{\text{н}}}{2} \rightarrow H + 0,375H = \frac{D_{\text{вн}} - d_{\text{н}}}{2} \rightarrow H = \frac{D_{\text{вн}} - d_{\text{н}}}{2,75},$$

а *малых*:

$$h + \frac{d_{\text{стр}}}{2} = H - \frac{D_{\text{стр}}}{2} \rightarrow h + 0,375h = H - 0,375H \rightarrow h = \frac{0,625}{1,375} H.$$

По формуле (2.3) определяются диаметры больших и малых сопел, при этом принимается $K_s = 1,6$:

$$d_{\text{б}} = \frac{H}{K_s \frac{W_{\Gamma}}{W_{\text{в}}} \sqrt{\frac{\rho_{\Gamma}}{\rho_{\text{в}}}}}; \quad d_{\text{м}} = \frac{h}{K_s \frac{W_{\Gamma}}{W_{\text{в}}} \sqrt{\frac{\rho_{\Gamma}}{\rho_{\text{в}}}}}.$$

Принимая, что, согласно рекомендациям, при центральной подаче газа 80 % его объема подается через большие сопла, а 20 % – через малые, определяют геометрические характеристики горелки:

суммарная площадь больших и малых сопел

$$\sum f_{\text{б}} = 0,8 \frac{G_{\Gamma}}{W_{\Gamma}}; \quad \sum f_{\text{м}} = 0,2 \frac{G_{\Gamma}}{W_{\Gamma}};$$

количество больших и малых сопел

$$n_{\text{б}} = \frac{4 \sum f_{\text{б}}}{\pi d_{\text{б}}^2}; \quad n_{\text{м}} = \frac{4 \sum f_{\text{м}}}{\pi d_{\text{м}}^2};$$

шаг установки больших и малых сопел

$$S_{\text{б}} = \frac{\pi d_{\text{н}}}{n_{\text{б}}}; \quad S_{\text{м}} = \frac{\pi d_{\text{н}}}{n_{\text{м}}}.$$

Безразмерную длину факела можно определить по формуле Хоттеля:

$$\frac{L_{\Phi}}{d_{\phi}} = 5,3 \sqrt{\frac{T_a(1+V_B^0)}{\sigma \cdot T_r} \left(1 + \frac{\rho_B V_B^0}{\rho_r}\right)},$$

где T_a – адиабатическая температура; T_r – начальная температура газа; σ – отношение количества молей продуктов горения к количеству молей, прореагировавших топлива и окислителя.

1.7. Пересчёт горелок при изменении характеристик газа

Основным критерием стабильной и экономичной работы газовой горелки при переменном составе сжигаемого газа является постоянство числа Воббе (W_0), характеризующего тепловую мощность горелки при постоянном давлении газа:

$$W_{0н} = \frac{Q_{i1}}{\sqrt{\rho_{отн1}}} = \frac{Q_{i2}}{\sqrt{\rho_{отн2}}} \quad \text{или} \quad W_{0в} = \frac{Q_{s1}}{\sqrt{\rho_{отн1}}} = \frac{Q_{s2}}{\sqrt{\rho_{отн2}}},$$

где $W_{0н}$ и $W_{0в}$ – соответственно низшее и высшее число Воббе.

Здесь и в последующих формулах этого раздела параметры прежнего (расчетного) газа обозначены индексом 1, нового – индексом 2.

Равенство или различие в пределах до $\pm 5\%$ чисел Воббе двух газов позволяет использовать их в горелке без внесения в ее конструкцию изменений. При изменении числа Воббе в пределах 5–7% в ряде случаев (например, при кратковременном, но значительном изменении состав газа) можно достигнуть взаимозаменяемости газов за счет соответствующего изменения давления газа перед горелкой, используя так называемое расширенное число Воббе:

$$W_{0р} = \frac{Q_{i1} \sqrt{p_1}}{\sqrt{\rho_{отн1}}} = \frac{Q_{i2} \sqrt{p_2}}{\sqrt{\rho_{отн2}}} \quad \text{или} \quad W_{0р} = \frac{Q_{s1} \sqrt{p_1}}{\sqrt{\rho_{отн1}}} = \frac{Q_{s2} \sqrt{p_2}}{\sqrt{\rho_{отн2}}}.$$

При большем отклонении числа Воббе от расчетного необходим перерасчет и изменение диаметра газовыпускных отверстий (больших и малых сопел) и давления газа, при этом соотношение скорости газа и воздуха должно оставаться постоянным.

Новая площадь газовыпускных отверстий (при $W_{r1} = W_{r2}$):

$$F_2 = F_1 \frac{Q_{i1}}{Q_{i2}}, \text{ м}^2,$$

где F_1 и F_2 – площадь газовыпускных отверстий при сжигании газа первоначальной и новой теплоты сгорания, м².

При кратковременном изменении состав газа и необходимости сохранения конструктивных размеров горелки (для неизменной тепловой мощности) новое давление газа:

$$p_2 = \left(\frac{p_1 \rho_{r2}}{\rho_{r1}} \right) \left(\frac{Q_{i1}}{Q_{i2}} \right)^2, \text{ Па.}$$

Давление воздуха перед горелкой при этом можно не менять, так как его количество при неизменном α_r практически остается постоянным. Это объясняется тем, что теоретически необходимый расход воздуха прямо пропорционален, а расход газа обратно пропорционален теплоте сгорания газа.

2. Механизм горения жидкого топлива

Жидкое топливо (в основном, мазут), несмотря на общие тенденции к сокращению его использования, находит пока еще достаточно широкое применение в котельных установках промышленных предприятий. При этом скорость испарения увеличивается не только с интенсификацией подвода теплоты, но и с ростом относительной поверхности частиц (капель) топлива.

При поступлении жидкого топлива (например, мазута) в камеру сгорания (топочную камеру котла) в виде тонко распыленных мелких капель происходит быстрый прогрев капли за счет тепла топочных газов, начинается ее испарение с выделением легких парообразных и газообразных компонентов (горючих и негорючих). В первую очередь,

испаряются легкие фракции. При этом температура воспламенения, а тем более горения, оказывается выше температуры кипения отдельных фракций, входящих в состав жидкого топлива. Поэтому вначале происходит испарение топлива с поверхности за счет подводимой теплоты, а затем пары топлива смешиваются с воздухом, подогреваются до температуры воспламенения и горят. Таким образом, горение протекает в парогазовой фазе, о чем может свидетельствовать визуальное наблюдение за горением жидкого топлива с поверхности: видимое пламя никогда не касается поверхности, а отстоит от нее на некотором расстоянии.

Нагрев капли, в основном, определяется конвективной составляющей теплообмена и в меньшей степени – радиацией, при этом коэффициент конвективного теплообмена возрастает с уменьшением размера капли.

В области низких значений числа Рейнольдса ($Re < 1$) теплообмен при обтекании малой сферической капли при наличии испарения описывается критериальным уравнением:

$$Nu = 2 + 0,6 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{0,33} \approx 2$$

или

$$Nu = \frac{\alpha d_k}{\lambda} = 2, \quad \text{т. е.} \quad \alpha = \frac{2\lambda}{d_k} = \frac{\lambda}{r_k}.$$

Таким образом, с уменьшением размера капли коэффициент теплоотдачи за счет конвекции сильно возрастает.

Например, при температуре дымовых газов 1400°C (коэффициент теплопроводности газов $\lambda = 0,144 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$) для капли размером $d = 100 \text{ мкм}$ коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{\lambda}{r_k} = \frac{0,144}{50 \cdot 10^{-6}} = 2880 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}}.$$

Рассмотрим схему горения капли жидкого топлива (рис. 2.1).

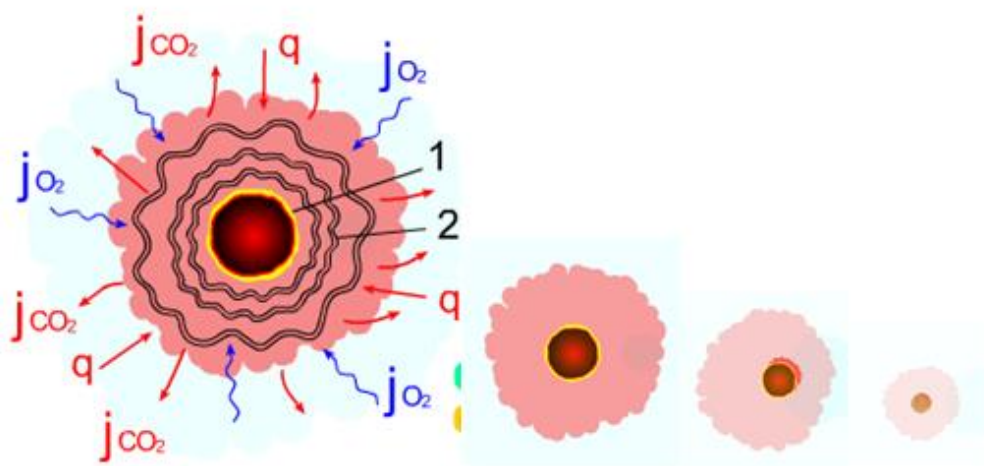
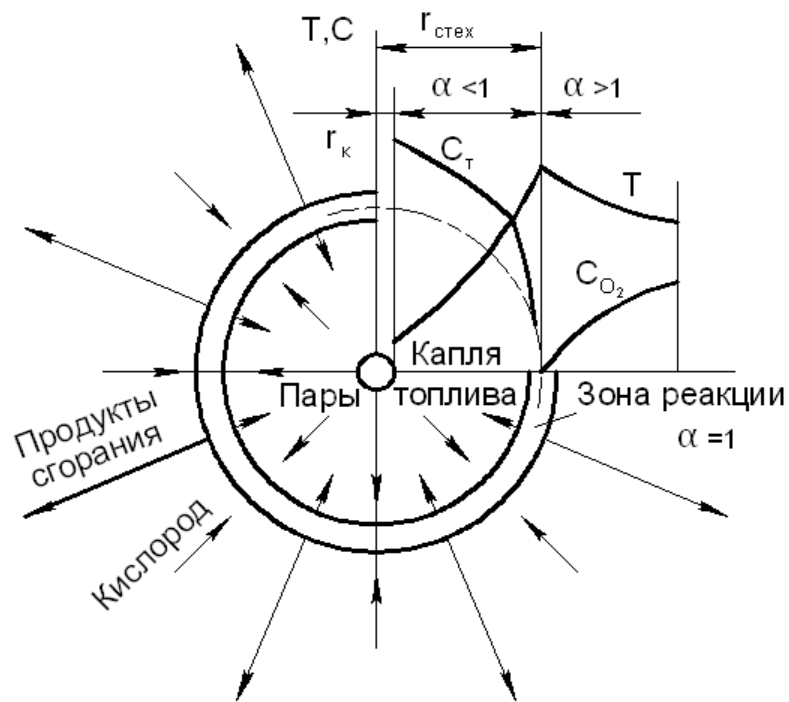


Рис. 2.1. Схема горения капли топлива

В процессе прогрева испаряющееся с поверхности капли топливо образует облако паров, которые диффундируют в окружающую среду, а навстречу этому потоку к поверхности частицы устремляется кислород. В результате, на некотором расстоянии от капли достигается стехиометрическое соотношение между горючими парами топлива и кислородом, и происходит воспламенение смеси за счет теплоты дымовых газов, температура которых превышает температуру воспламенения

высококипящих фракций. Здесь и находится фронт горения паров топлива, образующий сферу вокруг капли.

Таким образом, вокруг испаряющейся капли возникает полая сферическая поверхность горения, которая не соприкасается с самой каплей, причем размеры зоны горения $d_{гор}$ зависят от диаметра капли δ_k :

$$\frac{d_{гор}}{\delta_k} = 4 \div 10.$$

В зоне реакции устанавливается максимальная температура горения, которая затем снижается по обе стороны от фронта горения, при этом более интенсивное падение температуры наблюдается внутри сферы по мере приближения к капле (ввиду затрат теплоты на нагрев и испарение топлива).

Интенсивность горения капли жидкого топлива в целом определяется тремя факторами: скоростью испарения горючих фракций с поверхности капли, скоростью химической реакции и скоростью диффузии кислорода к зоне горения. Скорость химической 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 даже небольшое смещение зоны горения от поверхности капли заметно увеличивает поверхность фронта горения, а, соответственно, и массовый подвод кислорода. В начальный момент (до воспламенения), когда температура еще недостаточно высока, наиболее медленным является процесс испарения фракций, интенсивность которого и определяет скорость горения капли жидкого топлива. При этом интенсивность испарения определяется не только температурой, но и величиной поверхности, т. е. степенью распыла топлива. После воспламенения температура у поверхности капли быстро увеличивается, интенсивность парообразования возрастает, а скорость горения лимитируется недостаточно интенсивным подводом кислорода.

Таким образом, в реальных условиях скорость горения жидкого топлива определяется двумя процессами: интенсивностью испарения и диффузией кислорода к зоне горения.

В начальной стадии горения при повышенных концентрациях топливных частиц пары топлива могут вытеснять воздух из межкапельного пространства. В результате образуются зоны с недостатком кислорода, и пары топлива при прогреве могут подвергаться коксованию с выделением сажи. Последующий процесс гетерогенного горения частиц сажи носит более затяжной характер и придает факелу яркий светящийся вид.

С помощью уравнения теплового баланса испарения капли (с учетом периода) за счет тепла, получаемого из зоны горения, в первом приближении можно рассчитать время выгорания капли:

$$\tau_{\Gamma} = \frac{\rho[(t_{\kappa} - t_0)C_{\kappa} + \chi]r_o^2}{2\lambda_{\Gamma}(t_{\Gamma} - t_{\kappa})}, \text{ с},$$

где ρ – плотность жидкого топлива, кг/м³; C_{κ} – средняя теплоемкость жидкого топлива, кДж/(кг·°C); t_{κ} – температура поверхности капли (практически равная температуре кипения капли), °C; t_0 – начальная температура жидкого топлива, °C; χ – теплота испарения жидкого топлива, кДж/кг; r_o – начальный радиус капли жидкого топлива, м; t_{Γ} – температура окружающей газовой среды, °C; λ_{Γ} – теплопроводность газов, Вт/(м·°C).

Очевидно, что время полного испарения сильно зависит от начального размера капли. В одинаковых условиях капли грубого распыла требуют для испарения больше времени, что удлиняет факел и создает вероятность увеличения потерь с недожогом.

Структура образующегося факела при сжигании жидких топлив представлена на рис. 2.2.

Горение основной части парообразных углеводородов происходит в зоне воспламенения 1, ограничивающей наружный слой факела. Зона воспламенения условно делит пространство на две области: внутреннюю 2, в которой протекают процессы испарения и образования горючей смеси, и

наружную 3, из которой эжектируются воздух и горячие продукты сгорания.

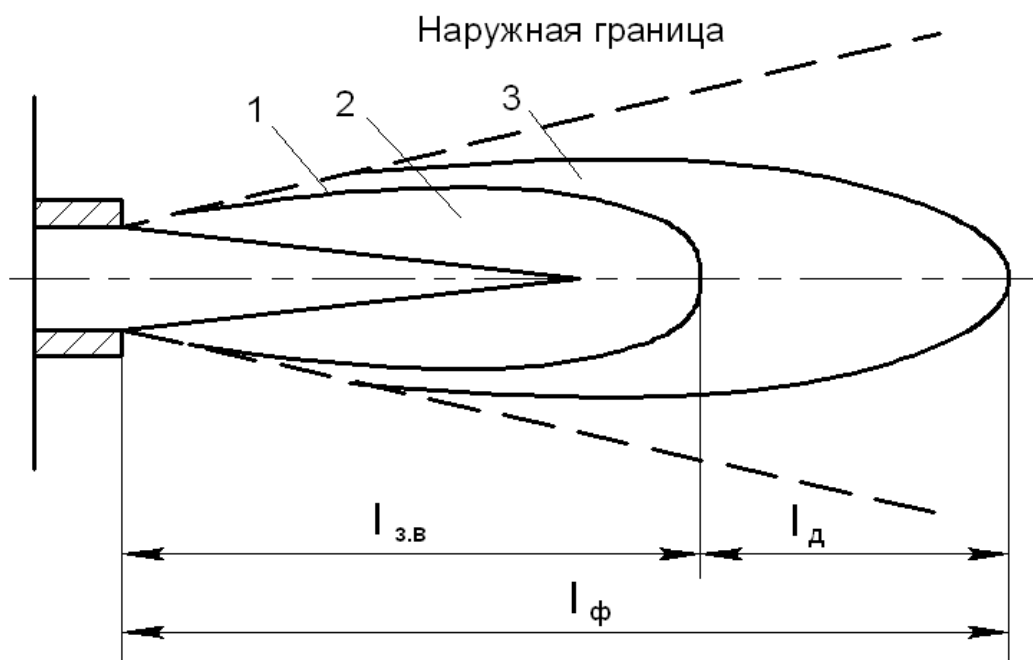


Рис. 2.2. Схема факела жидкого топлива:

- 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

Поскольку интенсивность испарения многократно увеличивается с ростом суммарной поверхности частиц, важнейшим этапом подготовки жидкого топлива к сжиганию является его распыление на мельчайшие частицы в специальных устройствах, называемых *форсунками*. Например, из капли диаметром 1 мм дроблением можно получить 10^6 капель диаметром 10 мкм. Площадь поверхности испарения при этом увеличивается в 600 раз.

При распылении жидкого топлива получают капли различных размеров – от 5 до 500 мкм. Наиболее мелкие капли испаряются и воспламеняются первыми, способствуя испарению и воспламенению более крупных. При рассмотрении механизма горения жидкого топлива следует помнить, что его горючая часть состоит из различных углеводородов,

сжигание которых протекает с образованием промежуточных соединений и зависит от содержания окислителя в горючей смеси и температуры. При достаточном количестве окислителя образующееся из исходных углеводородов промежуточное соединение – формальдегид НСНО – либо легко распадается на водород H_2 и оксид углерода СО (которые, в свою очередь, окисляются до СО_2 и H_2O), либо окисляется с образованием двуокиси углерода и водяного пара.

В реальных условиях отдельные участки факела имеют различные избытки воздуха и различную температуру. При недостаточном количестве окислителя после испарения происходит термическое разложение углеводородов. Характер этого процесса зависит от температуры. При относительно высоких температурах возможно образование тяжелых высокомолекулярных углеводородных комплексов, вплоть до сажистого углерода



В этом случае горючая часть мазутного факела может представлять собой смесь легких паро- и газообразных углеводородов, тяжелых жидких углеводородов и даже твердых частиц (сажи).

Для предотвращения процесса образования тяжелых углеводородов и сажи воздух, необходимый для горения, следует подавать в корень факела, что способствует усилению окислительных реакций. Большое значение имеет также быстрое и тщательное смешение горючих компонентов факела с воздухом.

Для достижения этих целей используют вихревые турбулентные горелки. Сопоставление профилей осевой составляющей скорости (и, соответственно, формы факела) для осесимметричной незакрученной и закрученной струй представлено на рис. 2.3.

У *незакрученной* струи (кривая *a*) зона воспламенения имеет форму конуса, основание которого находится вблизи устья форсунки (горелки), а вершина лежит на оси струи на значительном расстоянии от форсунки.

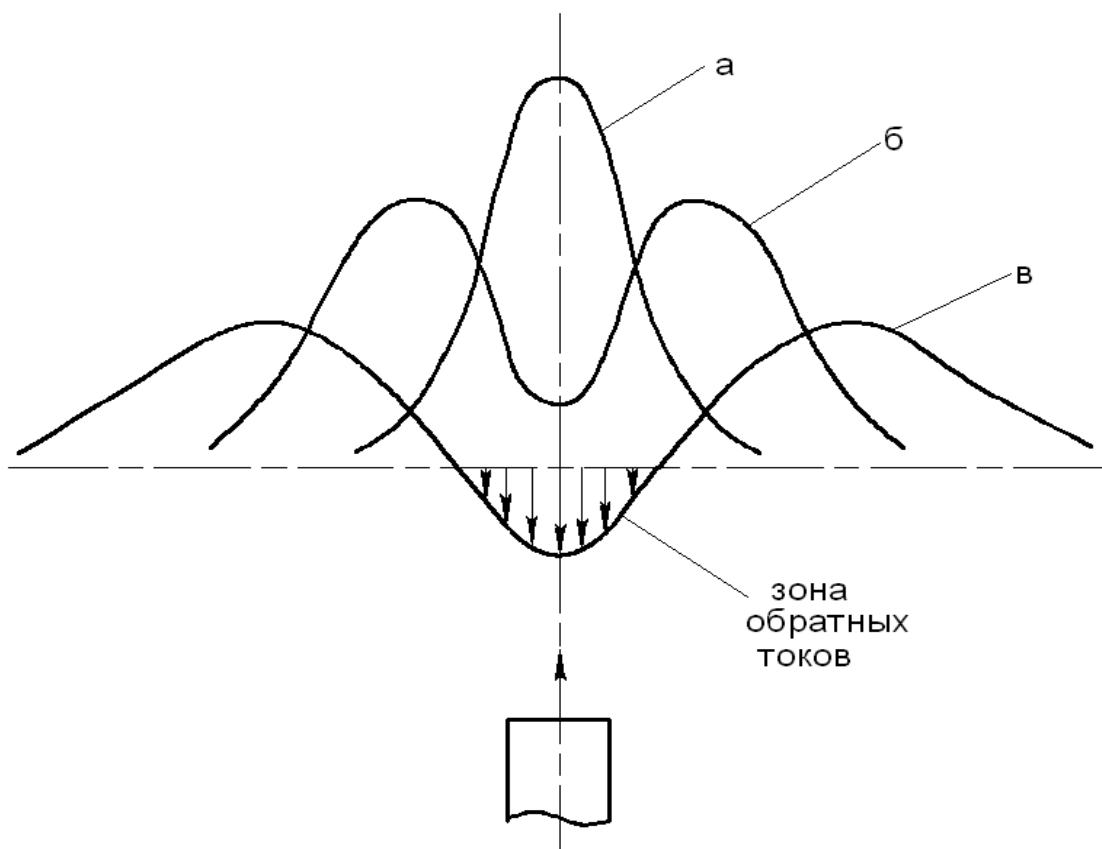


Рис. 2.3. Изменение профиля осевой составляющей скорости:

а – незакрученная струя; б – слабозакрученная струя;

в – сильнозакрученная струя (сверхкритическая крутка)

У *закрученной струи* (кривая б) в средней части факела (в приосевой области) происходит снижение давления, а при сверхкритической крутке (кривая в) создается разрежение, за счет которого в нее подсасываются (инжектируются) высокотемпературные продукты сгорания. В этом случае, наряду с воспламенением внешней поверхности струи, происходит также воспламенение и ее внутренней поверхности, что обеспечивает более интенсивное протекание процесса горения.

2.1. Схемы распыления жидкого топлива.

Мазутные форсунки

По способу распыления жидкого топлива *форсунки* можно разделить на три основные группы: *механические* (рис. 2.4, 2.5, 2.6), *с распыляющей средой* (рис. 2.7), *комбинированные* (рис. 2.8).

Механические форсунки, в свою очередь, подразделяются на три вида:

- *прямоструйная* – распыливание осуществляется за счет энергии топлива при продавливании его под значительным давлением через малое отверстие (сопло) (см. рис. 2.4);

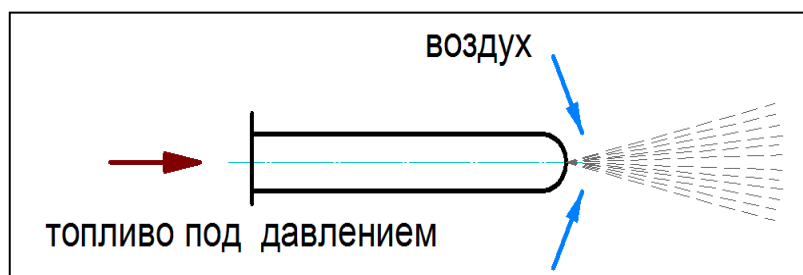


Рис. 2.4. Прямоструйная механическая форсунка

- *центробежная* – распыливание происходит за счет центробежных сил, создаваемых при закручивании топлива (см. рис. 2.5);

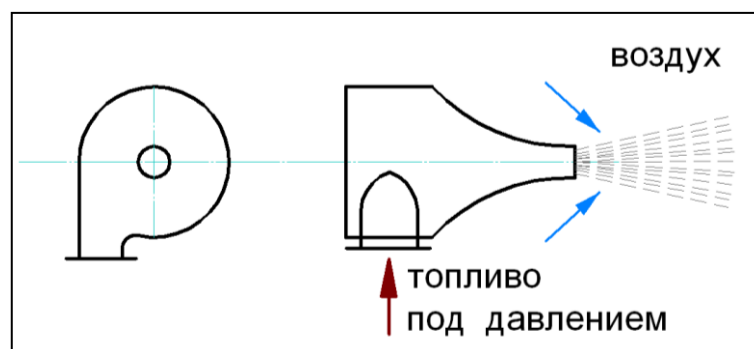


Рис. 3.5. Центробежная механическая форсунка

- *ротационная* — распыливание осуществляется при вращении элементов самой форсунки (см. рис. 2.6).

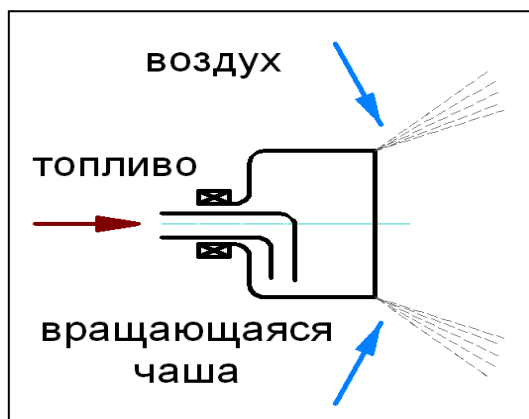


Рис. 2.6. Ротационная механическая форсунка

В механические форсунки мазут подается под давлением 2,0...3,5 МПа. Диаметр выходных отверстий 1,5...3,5 мм. Перед распыливанием для снижения вязкости мазут подогревается до температуры 90...120 °С (в зависимости от марки мазута). Дальнейшее размельчение полученных капель происходит под воздействием давления окружающей среды.

В форсунках с распыливающей средой распыливание осуществляется, главным образом, за счет энергии движущегося с большой скоростью пара или воздуха (соответственно, паровые или воздушные форсунки) (см. рис. 2.7).

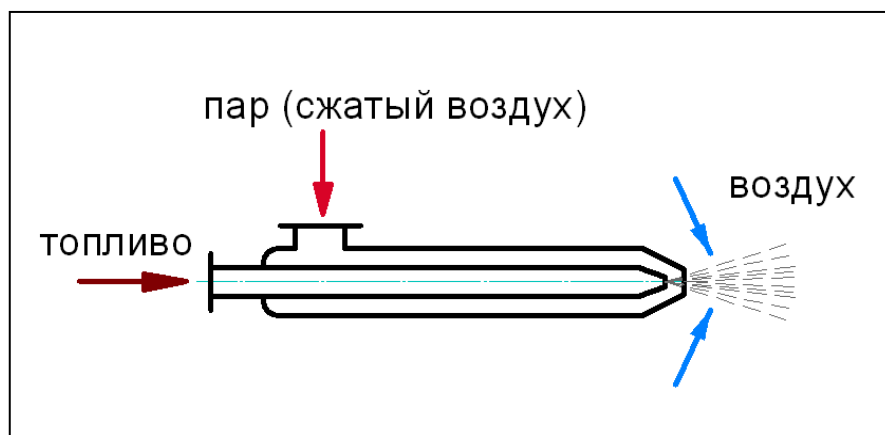


Рис. 2.7. Форсунка с распыливающей средой

Для распыливания мазута форсунками высокого давления применяется либо пар (давление пара $P = 0,5...2,5$ МПа, расход пара

$G = 0,03 \dots 0,035$ кг/кг мазута), либо *сжатый* воздух (давление $P = 0,3 \dots 0,6$ МПа, расход $G = 0,6 \dots 1$ кг/кг мазута).

В случае использования воздушного распыления через форсунку подается около $10 \div 15$ % воздуха, необходимого для горения. Скорость воздуха достигает 1000 м/с, чем обеспечивается хорошее дробление капелек мазута с получением тонкого распыла.

В форсунках с распыливающей средой низкого давления применяется воздух $P = 0,002 \dots 0,007$ МПа. При этом через форсунку подается от 50 % до 100 % воздуха, необходимого для горения.

В комбинированных форсунках (см. рис. 2.8) распыливание топлива осуществляется за счет совместного использования энергии топлива, подаваемого под давлением, и энергии распыливающей среды.

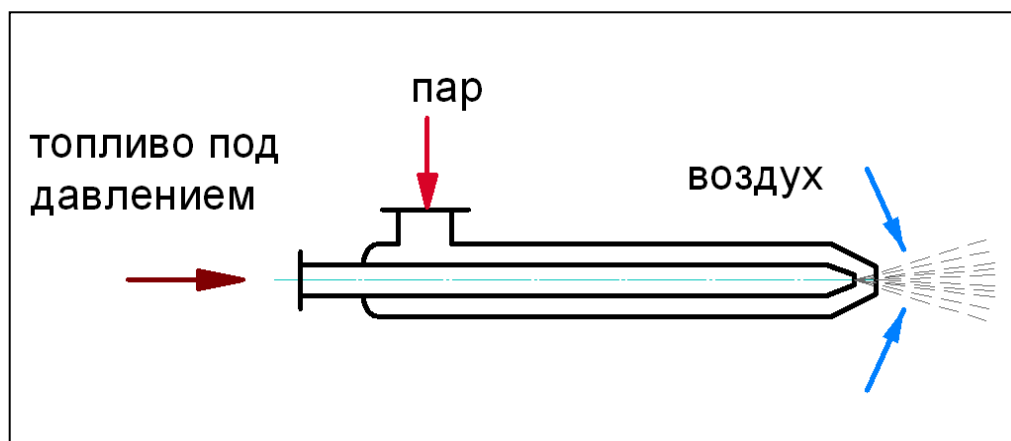


Рис. 2.8. Комбинированная форсунка

Достоинства механических форсунок:

- значительно меньший (примерно в 10 раз) расход энергии на собственные нужды;
- более компактны;
- создают при работе значительно меньший шум;
- не вызывают увеличения содержания водяных паров в продуктах сгорания, как это имеет место при использовании паровых форсунок;
- дают более короткий факел с большим углом раскрытия.

Недостатки механических форсунок:

- требуется более тонкая очистка мазута, что усложняет мазутное хозяйство;

- более грубое распыливание (при давлении мазута $P = 2$ МПа средний размер капель составляет 40 мкм, а при распылении паром с давлением $P = 1$ МПа – около 2 мкм);

- относительно малый диапазон изменения производительности (от 80 до 100 % по сравнению с 20...100 % у паровых форсунок).

С учетом изложенного, для котлов средней и большой производительности при постоянной работе на мазуте, как правило, применяются *механические форсунки*, как наиболее экономичные.

Паровые форсунки используются для установок малой мощности, а также в качестве *растопочных*.

Основной недостаток механических форсунок – малый диапазон регулирования производительности. Устранение этого недостатка достигается применением комбинированного паромеханического распыливания мазута.

Комбинированные форсунки при повышенных нагрузках котла работают как *механические*, а при малых нагрузках (менее 60 %), а также в пусковых режимах, в них подается пар.

3. Механизм горения твёрдого топлива

В отличие от природного газа твёрдому топливу характерно более сложное строение:

- наличие *влаги*, на испарение которой затрачивается тепло;
- *органическая часть* претерпевает изменения по мере возрастания степени метаморфизма (химического возраста топлива);
- *минеральные* негорючие компоненты в процессе горения превращаются в золу и способствуют замедлению процесса горения из-за «холостых»

столкновений молекул окислителя с поверхностью негорючих минеральных примесей.

Каждая составляющая подчиняется своим закономерностям и изменениям при термическом воздействии.

Процесс горения твёрдого топлива – это комплекс сложных физико-химических явлений, который можно представить в виде ряда последовательно протекающих стадий, при этом каждая стадия развивается по своим закономерностям, а время протекания стадий и определяет суммарное время горения топлива.

Стадии горения твёрдого топлива схематично можно представить в следующем виде: нагрев, испарение влаги, выход летучих, воспламенение летучих, горение летучих, горение коксового остатка.

Процессы протекают в определённой последовательности, но частично накладываются друг на друга.

1. *Сушка* – влага требует затрат тепла на её испарение;
2. *Прогрев* частиц топлива – определяет, за какое время частица нагреется в заданных условиях до заданной температуры (температуры потока);
3. *Деструкция (распад) органической части* с выделением летучих веществ, окружающих частицу и образующих вокруг неё вместе с воздухом горючую смесь (H_2 , CO , CH_4 ...), которая воспламеняется по закономерностям воспламенения *гомогенных* газовых смесей;
4. *Воспламенение и горения летучих (гомогенный процесс)* – в результате остаётся кокс, представляющий собой смесь углерода и минеральных примесей, превращающихся в золу или шлак;
5. *Горение углерода кокса (гетерогенный процесс)* – наиболее сложный и продолжительный процесс.

Вначале происходит прогрев топлива и испарение влаги. Затем при температуре выше $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ начинаются пирогенное разложение сложных высокомолекулярных органических соединений и выделение летучих веществ, при этом температура начала выхода

летучих зависит от вида топлива и степени его углефикации (химического возраста).

Если температура окружающей среды превышает температуру воспламенения летучих веществ, они загораются, тем самым обеспечивая дополнительный прогрев коксовой частицы до температуры её воспламенения $t_{\text{восп}} = 800 \div 1000$ °С. Чем выше выход летучих, тем ниже температура их воспламенения, при этом тепловыделение увеличивается.

При сжигании твердого топлива в пылевидном состоянии обе стадии (горение летучих и кокса) могут накладываться друг на друга, поскольку прогрев мельчайших угольных частиц очень скоротечен.

В реальных условиях сжигаемая угольная пыль отличается полидисперсным составом, поэтому в каждый момент времени одни частицы только начинают прогреваться, другие находятся на стадии выхода летучих, а третьи – на стадии горения коксового остатка.

При этом необходимо учитывать *не только характеристики топлива, состояние поверхности коксовой частицы, наличие пор, трещин и т.д., но и внешние условия процесса, связанные с конкретной конструкцией топки (камеры сгорания) или способом сжигания топлива:*

- камерные топки с прямоточным или вихревым факелом;
- циклонные топки;
- ВТВ (вихревая топка ЦКТИ);
- НТВ (низкотемпературная вихревая топка ЛПИ);
- топки с кипящим слоем (СКС – стационарный кипящий слой или ЦКС – циркулирующий кипящий слой);
- слоевые или факельно-слоевые топки;
- установки термической переработки твёрдого топлива (например, газогенераторы) и т.д.

Кроме того, необходимо учитывать *аэродинамику топок и условия движения частиц в газовом потоке.*

Таким образом, расчётный анализ процесса горения твёрдого топлива – очень сложная задача, разрешимая (причём приближённо) для тех или иных конкретных условий при использовании ряда упрощений.

Стадии протекают с разной скоростью, отличаются по продолжительности и оказывают различное влияние на процесс горения в целом, в зависимости от конкретных условий.

Процесс горения коксовой частицы играет решающую роль при оценке как суммарного времени горения топлива, так и суммарного тепловыделения.

Даже для топлива с высоким выходом летучих (например, бурого угля) коксовый остаток может составлять 55 % по массе, а его тепловыделение – 66 % общего. А для топлива с очень низким выходом летучих (например, АШ) коксовый остаток может составлять более 96 % веса сухой исходной частицы, а тепловыделение при его сгорании, соответственно, около 95 % полного.

При горении топливной пыли тонкого помола стадии прогрева и выхода летучих по продолжительности не превышают 10 % общего времени горения (рис. 3.1), а время выгорания кокса – более 90 %.

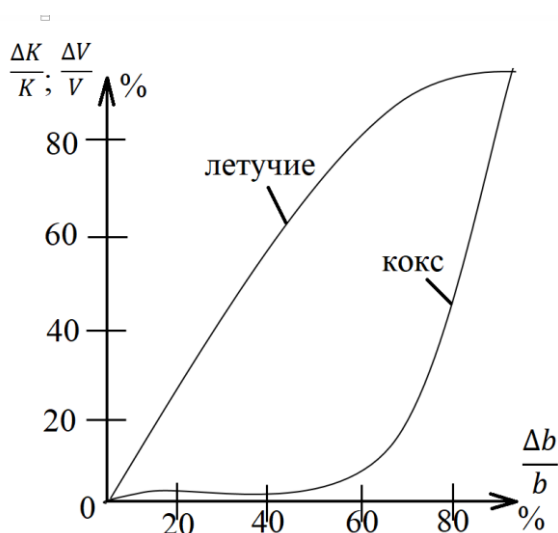


Рис. 3.1. Относительное выгорание летучих $\Delta V/V$ и кокса $\Delta K/K$

для частиц твёрдого топлива:

$\Delta b/b$ – относительное выгорание топлива

То же самое касается и *доли тепловыделения*: основу составляет тепло, выделяющееся при горении *углерода кокса*.

Зола обычно *не оказывает* существенного влияния на выгорание углерода коксового остатка (исключение составляют *многозольные топлива*, особенно при слоевом сжигании немолотого топлива).

Сушка угольной пыли осуществляется не в котле, а на стадии её приготовления в системе пылеприготовления (СПП), поэтому не оказывает влияния на суммарный процесс.

В ряде случаев можно *пренебрегать* стадиями *прогрева частиц* и *выхода летучих*, считая мгновенным выход летучих и их сгорание, и рассматривать горение коксового остатка как горение *чистого углерода* (без минеральных примесей), что значительно упрощает расчёты.

Сжигание угольной пыли *грубого помола* или *дроблёнки* позволяет решить некоторые проблемы, связанные со сжиганием пылевидного топлива (*взрывоопасность пыли, шлакование стен топочной камеры, высокие концентрации оксидов азота*), но требует при этом *учёта стадий прогрева и выхода летучих*, поскольку тепло, выделившееся при сгорании летучих, определяет условия воспламенения и выгорания коксового остатка.

3.1. Стадия сушки твёрдого топлива

Сушка – сложный физический процесс, оказывающий важнейшее влияние на процесс горения.

Частицы с начальной температурой t_0 (T_0) попадают в поток с температурой t_{cp} (T_{cp}) (ср. – среда). Т.к. $t_{cp} > t_0$, то от потока (окружающей среды) к частице передаётся *тепловой поток*, который описывается законом Ньютона-Рихмана ($q = \alpha \cdot \Delta t$). В результате полученного тепла частица начинает выделять свою влагу (рис. 3.2).

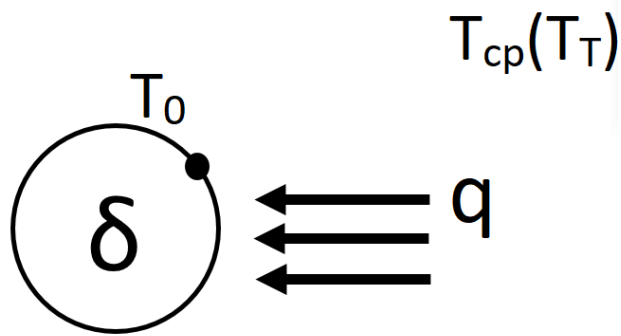


Рис. 3.2. Испарение влаги

В зависимости от температуры теплоносителя разделяют два режима сушки: *мягкий* и *жесткий*.

Мягкому режиму сушки характерен умеренный тепловой поток q , подводимый к поверхности частицы, при этом *влага перемещается внутри частицы к поверхности и испарение идёт с поверхности частиц*. Тепло расходуется на испарение влаги, при этом *пары успевают продиффундировать в окружающую среду*, и во всём объёме частицы влага испаряется *равномерно*.

Пока большая часть влаги не испарится, t_0 не превышает температуру кипения при данном давлении, т.е. $t_0 \leq 100 \text{ }^\circ\text{C}$, поскольку $P = P_{\text{атм}}$. Затраты на испарение влаги «съедают» всё поступающее тепло, которое с парами влаги отводится в окружающую среду (рис. 3.3).

При мягком режиме сушки влажность топлива W^T плавно снижается во всём объёме частицы, при этом можно выделить 2 этапа, различающиеся скоростью сушки:

- I этап – *постоянная* скорость сушки;
- II этап – *падающая* скорость сушки (см. рис. 3.3).

Скорость сушки определяется как снижение влажности во времени

$$W_c = \frac{\Delta W}{\Delta \tau} .$$

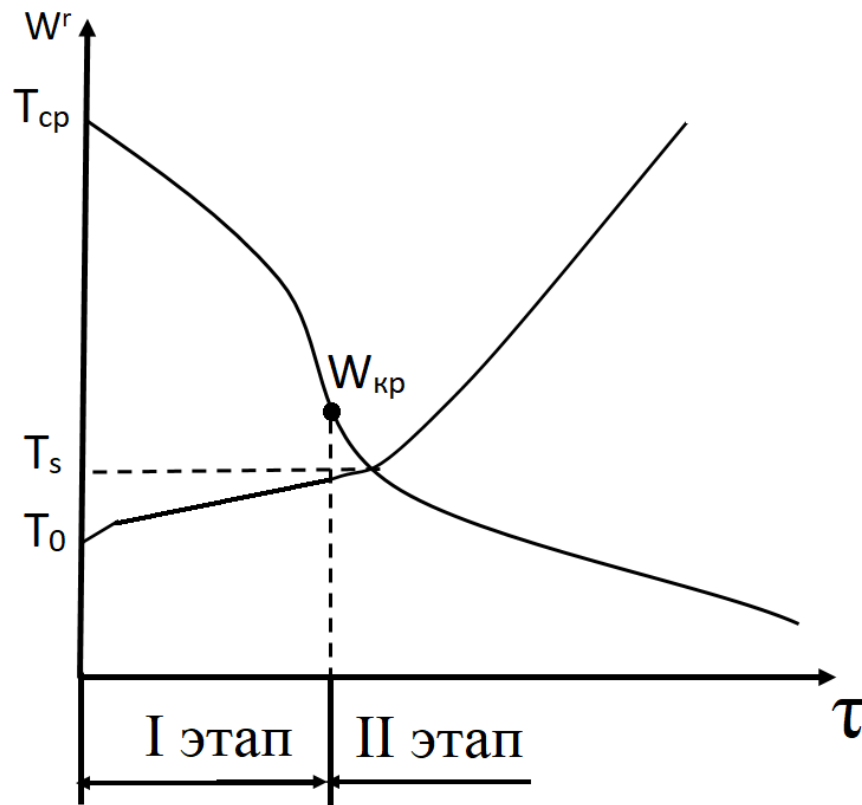


Рис. 3.3. Мягкий режим сушки

Постоянная скорость сушки определяется из уравнения

$$\left(\frac{d\bar{W}}{d\tau} \right)_{\text{пост}} = \frac{12\lambda_q(T_z - T_{q,0})}{\rho_q \cdot r \cdot \delta^2} \cdot \left[Bi - (m + 3) \cdot \frac{T_{q,0} - \bar{T}}{T_z - T_{q,0}} \right],$$

где $Bi = \frac{\alpha \cdot \delta}{\lambda_q}$ – критерий Био,

α – коэффициент теплоотдачи от окружающего потока к наружной поверхности частиц,

δ – характерный размер частицы,

λ_q – теплопроводность материала частиц,

a – коэффициент температуропроводности,

r – удельная (скрытая) теплота парообразования или конденсации,

$T_{q,0}$ – начальная температура частицы,

\bar{T} – текущая температура частицы,

$$m = f(Bi, Fo),$$

$$Fo = \frac{a \cdot \tau}{\delta^2} \text{ – критерий Фурье.}$$

При снижении влажности частицы до некоторого критического значения ($W \rightarrow W_{кр}$) процесс переходит в период *падающей* скорости сушки, скорость которой определяется по формуле:

$$\left(\frac{d\bar{W}}{d\tau} \right)_{над} = \left(\frac{d\bar{W}}{d\tau} \right)_{пост} \cdot \frac{(\bar{W} - W_{равн})^k}{A + \beta \cdot (\bar{W} - W_{равн})^k},$$

где A, β, k – кинетические характеристики сушки материала (определяются эмпирически из опыта для каждого топлива); $W_{равн}$ – равновесное влагосодержание частицы (при $t_2 > 100$ °С $W_{равн} \rightarrow 0$).

Критическая влажность:

$$W_{кр} = W_{равн} + \left(\frac{A}{1 - \beta} \right)^{-k}.$$

Такая картина (*мягкая сушка*) наблюдается при сжигании угольной пыли с размером частиц $\delta_0 < 100$ мкм.

Сушка топлива, как правило, происходит в СПП, а точнее, в мельницах, где размалывается топливо и куда подаётся горячий воздух (или смесь воздуха с дымовыми газами), который является и сушильным, и транспортирующим агентом.

Рекомендуемая температура горячего воздуха $t_{гв}$ (первичный воздух) от 250 до 400 °С, в зависимости от вида топлива и его характеристик (W^r, V^{daf}).

Во избежание загорания или взрыва пыли в сепараторе *температура аэросмеси* на выходе из мельницы ($t_{асм}$) не должна превышать:

при сушке *горячим воздухом* – каменные угли – 130 °С,

бурые угли – 100 °С,

фрезерный торф – 80 °С;

при сушке *смесью дымовых газов с горячим воздухом* – $t_{асм}^* = t_{асм} + 40 \text{ } ^\circ\text{C}$.

В условиях горения *пылеугольного факела* сжигается тонкоразмолотое топливо: $\delta < 1 \text{ мм}$; $R_{90} \approx 20 \div 30 \%$, т.е. большая часть частиц $\delta < 100 \text{ мкм}$.

Влажность подсушенной пыли зависит от вида топлива:

- антрацитовый штыб $W^{пл} = 0,5 \div 1 \%$;
- бурый уголь $W^{пл} = 11 \div 16 \%$;
- торф $W^{пл} = 35 \div 40 \%$.

Для большинства энергетических углей влажность угольной пыли после СПП, как правило, не превышает несколько процентов ($W_{пл} \leq W^a$) и не оказывает существенного воздействия на другие стадии горения.

Таким образом, сушку рассчитывать *не надо*, т.к. она осуществляется до котла, и оставшаяся в топливе влага практически не оказывает влияния на процесс горения.

Жёсткая сушка

Предположим, влажная частица попала в зону высоких температур (например, в топку с $t_2 = 1200 \div 1400 \text{ } ^\circ\text{C}$). В этом случае при увеличении падающего теплового потока $q_{над}$ наступает проникающий *жёсткий режим сушки* (рис. 3.4).

Если представить разрез частицы во время сушки в топочной камере, можно выделить несколько областей.

Снаружи подаётся мощный тепловой поток q , интенсивность испарения влаги велика; пары из внутренних слоёв частицы не успевают продиффундировать к поверхности; в результате возникает *зона сушки*, причём *поверхность сушки движется внутрь частицы*.

При жёстком режиме сушки на стадию сушки внутренней части частицы *накладывается* стадия выделения и горения летучих с внешней (сухой) поверхности топлива (см. рис. 3.4).

Такой механизм сушки присущ, как правило, процессу горения крупных частиц в слоевых топках.

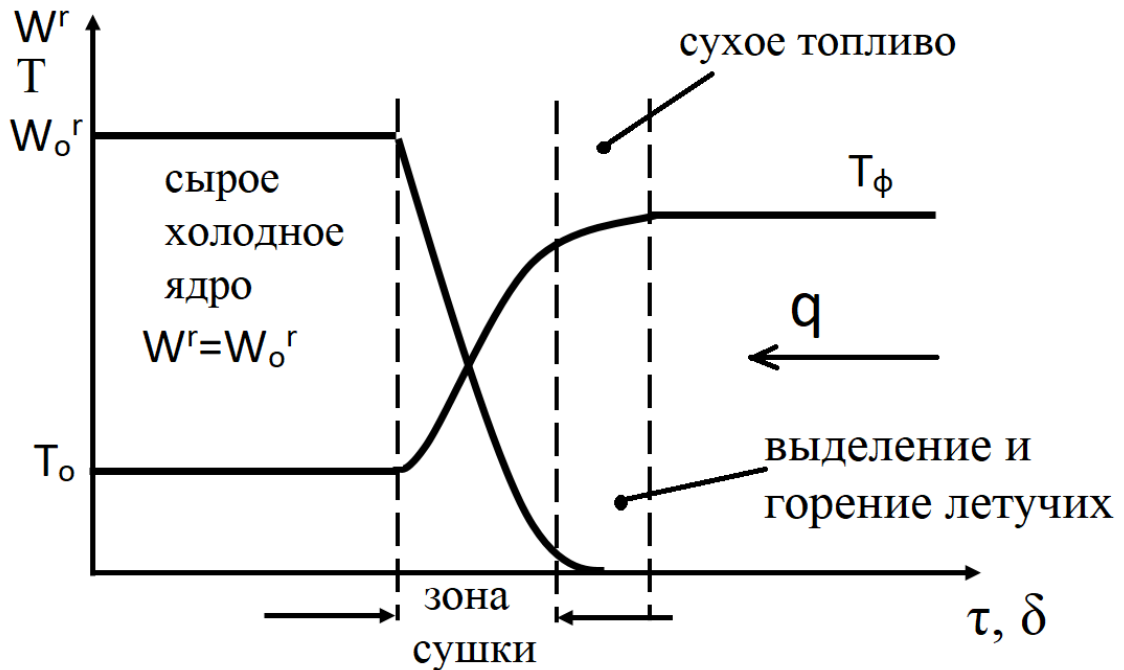


Рис. 3.4. Жёсткий режим сушки

3.2. Стадия прогрева

Задача о прогреве частицы относится к задачам *нестационарной теплопроводности* и описывается уравнением Фурье в частных производных.

При попадании практически сухой частицы в топку сразу же начинается процесс её прогрева (рис. 3.5).

В зависимости от размера частиц, они будут иметь разные температуры на поверхности и в центре (см. рис. 3.5). Температура на поверхности T_n почти сразу же начинает расти и приближается к температуре топочной среды T_{cp} , а в центре частицы (в ядре) будет запаздывание, т.к. тепло к центру проходит по законам теплопроводности, следовательно, существует разность температур $\Delta T = T_n - T_y$.

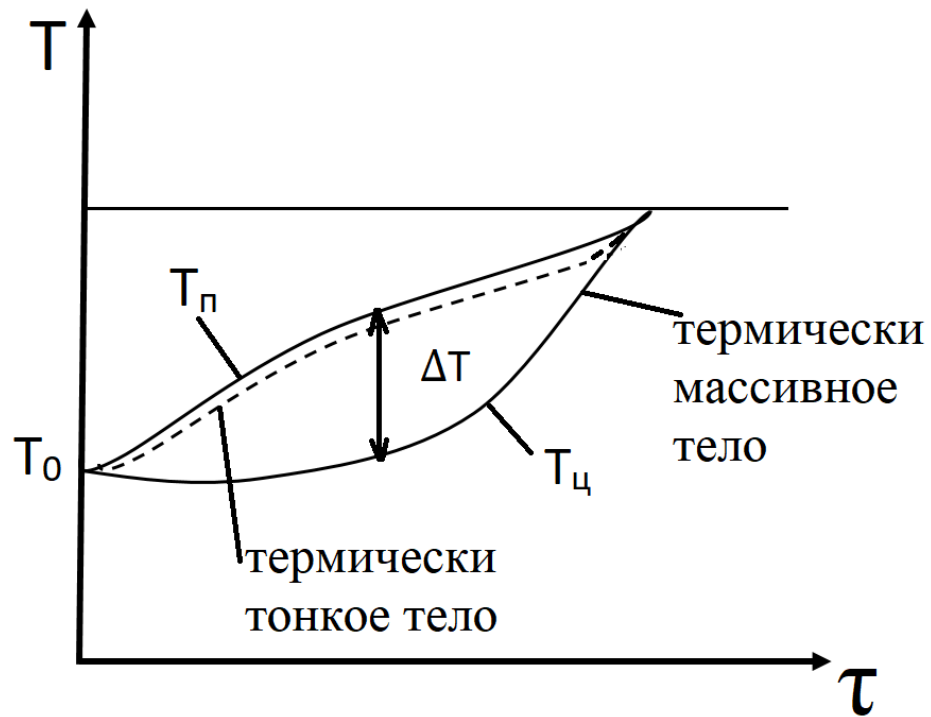


Рис. 3.5. Прогрев частицы

$T_{cp} (t_{cp})$ – температура в топке (топочной среды),
 $t_{нач} = T_0 (t_0)$ – температура, с которой частицы попадают в топку.

Обычно рассматривается *безразмерная температура*:

$$\theta_{ч} = \frac{T_{ч} - T_0}{T_{cp} - T_0},$$

где $T_{ч}$ – текущая температура частицы.

Безразмерная температура является функцией определяющих критериев подобия $\theta = f(Fo, Bi)$ (рис. 3.6).

Критерий Фурье $Fo = \frac{a \cdot \tau}{\delta^2}$; критерий Био $Bi = \frac{\alpha \cdot \delta}{\lambda_{ч}}$.

Физический смысл критерия Bi : критерий Нуссельта $Nu = \frac{\alpha \cdot \delta}{\lambda_2}$ определяет термическое сопротивление в газовом пограничном слое, а критерий *Био* – это отношение термического сопротивления теплопроводности *внутри*

частицы $\frac{\delta}{\lambda_q}$ (от поверхности к центру) к термическому сопротивлению теплоотдачи в газовом пограничном слое (от газов к поверхности) $\frac{1}{\alpha}$:

$$Bi = \frac{\text{сопротивление теплопроводности}}{\text{сопротивление теплоотдачи}} = \frac{\delta}{\lambda_q} \cdot \frac{1}{\alpha} = \frac{\alpha \cdot \delta}{\lambda_q}.$$

$\Delta\theta$ (ΔT) (см. рис. 3.5, 3.6) – перепад температур по толщине частицы (внутри тела) – вызывает мощные термические напряжения внутри тела (частицы топлива).

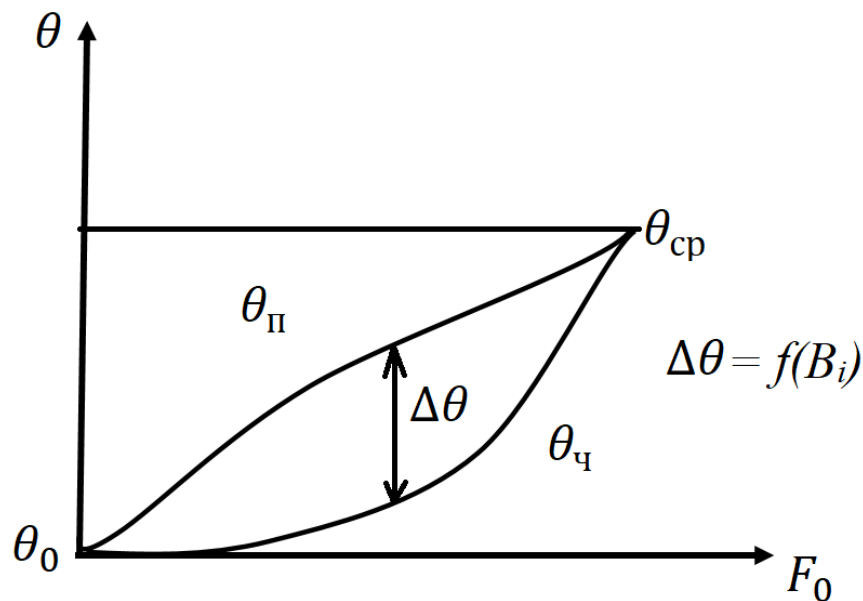


Рис. 3.6. Изменение безразмерной температуры

Критерий Bi определяет $\Delta\theta$ (ΔT):

- если термическое сопротивление теплоотдачи в газовом пограничном слое (перенос тепла от газов к поверхности) значительно превышает термического сопротивления теплопроводности внутри частицы (от поверхности к центру) $\frac{1}{\alpha} > \frac{\delta}{\lambda_q}$, то Bi мал, а $\Delta T \rightarrow 0$. Это означает, что температура одновременно меняется и на поверхности, и в центре $\theta_n \approx \theta_q$, и

такие тела называются *термически тонкими*. У термически тонких тел $Bi < 0,4$;

- в противном случае, при $\frac{1}{\alpha} < \frac{\delta}{\lambda_c}$, Bi возрастает, появляется $grad \theta$, т.е. ΔT резко возрастает – такие тела называются *термически массивными*.

Рассмотрим критерий Bi угольной частицы. Пусть частица имеет форму шара.

Для сферической частицы справедливо критериальное уравнение $Nu = 2 + 0,16Re^{2/3}$. Для мелких частиц ($\delta \rightarrow 0$), скорость витания которых в газовом потоке $W_{вит} \rightarrow 0$, $Re \rightarrow 0$, следовательно, критерий $Nu \rightarrow 2$.

$$Nu = \frac{\alpha \cdot \delta}{\lambda_{газ}} \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_c} = Bi \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_{газ}} \quad \text{или} \quad Bi = Nu \cdot \frac{\lambda_{газ}}{\lambda_c}.$$

Теплопроводность угля зависит от теплопроводности органической массы, пористости, зольности и влажности ($\lambda_c = 0,11 \div 0,25$ Вт/(м·°С)). Как правило, теплопроводность твёрдого вещества (частицы твёрдого топлива)

значительно выше теплопроводности газов ($\frac{\lambda_{газ}}{\lambda_c} = 0,1 \div 0,01$),

следовательно, $Bi < 0,2$.

Таким образом, угольная пыль тонкого помола – это *термически тонкое тело*. Мелкие угольные пылинки, которые двигаются в потоке пылегазовой смеси, будут прогреваться как термически тонкие тела.

Пылинка прогревается до $T_c \approx 0,9T_{ср}$.

Время прогрева зависит от размера частиц:

$\delta, \text{ мкм}$	25	100	1000
$\tau_{прогр}, \text{ с}$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 0,1$	~ 1

Как правило, время прогрева частиц в пылеугольном факеле *незначительно* по сравнению со временем пребывания частиц в топочной камере $\tau_{проб} \approx 5 \div 7$ с (от горелки до выхода из топки), а стадия прогрева *не играет* существенной роли в процессе горения.

В действительности, прогрев частиц твёрдого топлива в камере сгорания происходит не только за счёт *конвективного*, но и *радиационного* теплообмена, который является основным видом переноса тепла между частицей и потоком горячих дымовых газов в топке, тем или иным способом подводимыми в корень факела для стабилизации воспламенения пылевоздушной смеси.

Уравнение теплового баланса частицы в потоке дымовых газов (с рядом допущений) выглядит следующим образом:

$$m_c \cdot c_c \cdot \frac{dT_c}{d\tau} = \alpha_k \cdot (T_g - T_c) \cdot F_{нов} + \sigma_0 \cdot \varepsilon_c \cdot (T_g^4 - T_c^4) \cdot F_{нов}, \quad (3.1)$$

где индекс «*ч*» означает «частица», а «*г*» – «газовый поток»;

$F_{нов}$, ε_c – площадь поверхности и степень черноты частицы;

T – температура, К;

$\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – константа излучения абсолютно чёрного тела.

При попадании частиц неправильной формы в камеру сгорания их острые углы и кромки мгновенно обгорают, и частицы приобретают форму, близкую к сферической, поэтому будем считать (для удобства), что частица имеет сферическую форму.

Тогда, подставив в уравнение 1

$$m_c = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_c ; \quad F_{нов} = \pi \delta^2 ; \quad \alpha_k = \frac{Nu \cdot \lambda_g}{\delta} ,$$

получим *дифференциальное уравнение прогрева частицы*

$$\frac{dT_c}{d\tau} = \frac{6Nu \cdot \lambda_g}{c_c \cdot \rho_c \cdot \delta^2} \cdot (T_g - T_c) + \frac{6\sigma_0 \cdot \varepsilon_c}{c_c \cdot \rho_c \cdot \delta} (T_g^4 - T_c^4) , \quad (3.2)$$

где Nu – критерий Нуссельта (тепловой), рассчитанный с учётом относительного движения частицы в потоке газов; λ_g – теплопроводность газов, Вт/(м·К); ρ_c и c_c – плотность (кг/м³) и удельная теплоёмкость материала частицы (Дж/(кг·К)).

Решение этого уравнение возможно только *численными методами*. При этом для относительно мелких частиц в зоне относительно низких температур до $T_2 \approx 1000$ К можно пренебречь вторым слагаемым в правой части, поскольку, согласно экспериментальным данным, доля лучистого теплообмена в этом случае составляет менее 30 %, а ошибка в расчётах (при учёте только конвективной составляющей) не превышает 10 %.

С уменьшением размера частиц погрешность расчётов снижается, а увеличение температуры газов и размера частиц, наоборот, приводит к значительному повышению погрешности.

Интегрирование уравнения 2 (при учёте только конвективной составляющей) даёт *текущее значение температуры частицы*:

$$T_q = T_2 - (T_2 - T_{q,0}) \cdot \exp\left(-\frac{6Nu \cdot \lambda_2}{c_q \cdot \rho_q \cdot \delta^2} \cdot \tau\right) = T_2 - (T_2 - T_{q,0}) \cdot \exp(-3Bi \cdot Fo), \quad (3.3)$$

где $Bi = \frac{\alpha_k \cdot \delta}{2\lambda_q}$ – критерий Био; $Fo = \frac{4\lambda_2 \cdot \tau}{c_q \cdot \rho_q \cdot \delta^2}$ – критерий Фурье;

$T_{q,0}$ – начальная температура частицы, К.

Решив уравнение (3.3) относительно τ , можно рассчитать *полное время прогрева инертной частицы*:

$$\tau_{Q/Q_{\max}} \leq 0,384 \frac{c_q \cdot \rho_q \cdot \delta^2}{Nu \cdot \lambda_2} \cdot \lg\left(1 - \frac{Q}{Q_{\max}}\right), \quad (3.4)$$

где $Q = \frac{\pi\delta^3}{6} \cdot \rho_q \cdot c_q (T_q - T_{q,0})$ – количество тепла, воспринятое частицей;

$Q_{\max} = \frac{\pi\delta^3}{6} \cdot \rho_q \cdot c_q (T_2 - T_{q,0})$ – максимальное количество тепла, которое

может быть воспринято частицей при данной температуре потока (кДж).

С достаточной точность это отношение может быть принято

$$\frac{Q}{Q_{\max}} = 0,95.$$

Знак «меньше» в неравенстве 3.4 отвечает *частичному прогреву частицы* за счёт *тепловых эффектов реакций разложения и горения летучих веществ*.

Входящие в формулы 3.1–3.4 плотность и теплоёмкость частиц зависят от вида топлива (теплотехнических характеристик), условий протекания процесса и поведения частиц при нагревании.

В результате обобщения многочисленных опытных данных (порой противоречивых) и методик расчёта характеристик широкой гаммы природных топлив получена следующая зависимость для расчёта теплоёмкости сухой массы топлива:

$$c_q = c_{q,0} + A_1 \cdot (T_q - 273) , \quad (3.5)$$

где $c_{q,0}$ – теплоёмкость сухой массы топлива при $t_{q,0} = 0$ °С ($T_{q0} = 273$ К); A_1 – опытный коэффициент пропорциональности, (кДж/(кг·К²)).

В табл. 3.2 приведены соответствующие эмпирические данные для разных видов топлива.

Таблица 3.2

Удельная теплоёмкость, плотность и коэффициент A_i
для различных видов топлива

Топливо	$A_i \cdot 10^3$, кДж/(кг·К ²)	$c_{q,0}$, при 0 °С, кДж/(кг·К)	$\rho_{q,0}$, при 40 °С, кг/м ³
Антрацит и тощий уголь	0,63	0,92 (0,922*)	1550-1680
Каменный уголь	1,46	0,96 (1,09)	1350-1550
Бурый уголь	1,9	1,09 (1,13)	1100-1350
Сланцы	1,25	1,047 (0,88)	1610-1770
Фрезерный торф	2,5	1,3 (1,13)	800-900
Древесина	0,209	0,712 (0,712)	700
Мазут	2,512	1,737	970-1000

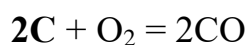
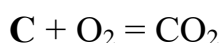
Померанцев В.В. приводит другую зависимость удельной теплоёмкости сухой массы топлива от температуры:

$$c_{\text{ч}} = c_{\text{ч},0} + A \cdot T_{\text{ч}},$$

где $A = 0,209 \cdot 10^3$ кДж/(кг·К²); $c_{\text{ч},0}$ – приведены в табл. 3.2 (в скобках).

Расчёт температура горячей частицы

При определении кинетических констант k_1 и k_2 первичных реакций горения углерода кокса



в уравнение Аррениуса входит температура частица, т.к. реакции протекают на поверхности частицы. Поэтому вопрос о температуре горящих коксовых частиц имеет большое значение при определении области горения и, следовательно, методики расчёта. Однако, поскольку $T_{\text{ч}}$ зависит от множества факторов, точное её определение является сложной задачей, несмотря на накопленный в результате многочисленных исследований опыт.

На основании обобщения опытных данных В.И.Бабий получил эмпирическую зависимость температуры горячей частицы:

$$\Delta T = T_{\text{ч}} - T_{\text{г}} = 0,206 \cdot (1900 - T_{\text{г}})^{0,74} \cdot \delta^{-0,16} \cdot C_{\text{O}_2}, \quad (3.6)$$

где ΔT – превышение температуры частицы над температурой среды;
 $T_{\text{г}}$ – температура газов, К; $T_{\text{ч}}$ – температура частицы; δ – размер частиц, мм; C_{O_2} – концентрация кислорода, %.

Очевидно, что главным определяющим фактором является концентрация O_2 (поскольку у C_{O_2} – максимальный показатель степени, равный 1).

Для мелких частиц и при высоких концентрациях кислорода ΔT может достигать 500÷700 °С. С уменьшением концентрации O_2

температура частицы понижается, а при содержании O_2 в дымовых газах 5 % превышает температуру газов лишь на 100 °С:

$$\delta = 50 \text{ мкм}, C_{O_2} = 21 \% \rightarrow \Delta T_{max} = 700 \text{ °С};$$

$$\delta = 100 \text{ мкм}, C_{O_2} = 10 \% \rightarrow \Delta T_{max} = 300 \text{ °С};$$

$$\delta = 200 \text{ мкм}, C_{O_2} = 5 \% \rightarrow \Delta T_{max} = 100 \text{ °С}.$$

Для $C_{O_2} < 5 \%$ и сравнительно *крупных частиц* можно без большой ошибки пренебрегать превышением температуры частицы над температурой газов ΔT , т.е. $T_ч = T_г$.

3.3. Стадия выхода летучих

При нагревании твёрдого топлива происходит разложение термически нестойких молекул органических веществ горючей массы и углеводородистых соединений. Выделяющиеся при этом *горючие* и *негорючие* газы называются *летучими веществами*.

Выход летучих веществ и их состав определяет реакционную способность топлива. Например, бурые угли отличаются высоким выходом летучих, которые легко воспламеняются и быстро сгорают. Оставшийся после выделения летучих кокс содержит относительно малое количество углерода, поэтому горение его протекает также сравнительно быстро и с малыми потерями теплоты от недожога. Антрациты, полуантрациты и тощие угли, наоборот воспламеняются значительно труднее, а горение их коксового остатка протекает более продолжительное время.

Топохимические реакции

Процесс распада органики относится к классу *топохимических реакций*:



Что такое топохимическая реакция?

Топохимические реакции – это реакции, происходящие в твёрдой фазе на границе раздела исходного твёрдого вещества и продукта реакции

(например, дегидратация кристаллогидратов $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{MgSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$). Топохимические реакции начинаются не во всём объёме, а с отдельных, наиболее реакционноспособных мест твёрдого топлива, а затем реакция продолжается в соседних областях.

В первую очередь отщепляются *нестойкие кислородосодержащие радикалы*, затем H_2 , CH_4 , предельные и непредельные углеводороды, различные смолы.

Квазистатический выход летучих

Что такое квазистатический процесс?

Квазистатический процесс в термодинамике – это идеализированный процесс, состоящий из непрерывно следующих друг за другом состояний равновесия.

Квазистатический выход различных веществ представлен на рис. 3.7.

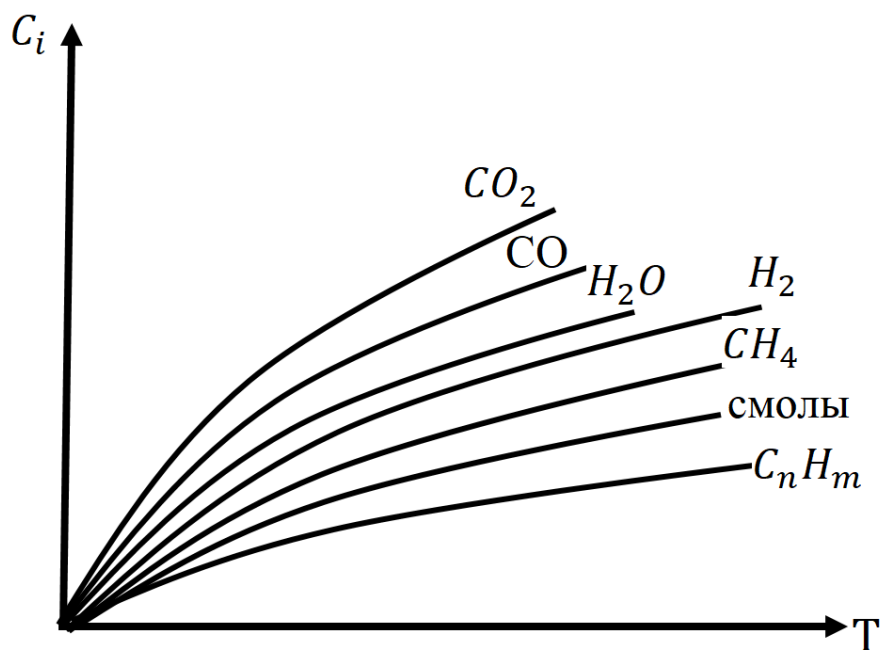


Рис. 3.7. Квазистатический выход летучих

По мере нарастания температуры выделяются CO_2 , CO , H_2O ; при более высоких температурах выделяются H_2 , CH_4 , C_mH_n , смолы. После достижения максимума выход приостанавливается.

Очевидно, что суммарный выход летучих

$$V^{daf} = \sum C_i.$$

Температура начала выхода летучих

Температура, при которой начинается выход летучих веществ, и их количество зависят от степени углефикации, по мере увеличения которой выход летучих веществ уменьшается, а температура начала их выхода увеличивается. При этом вследствие уменьшения количества инертных газов теплота сгорания летучих веществ увеличивается.

Три периода выхода летучих

Динамика выделения летучих при повышении температуры частицы протекает неравномерно и характеризуется тремя периодами (рис. 3.8):

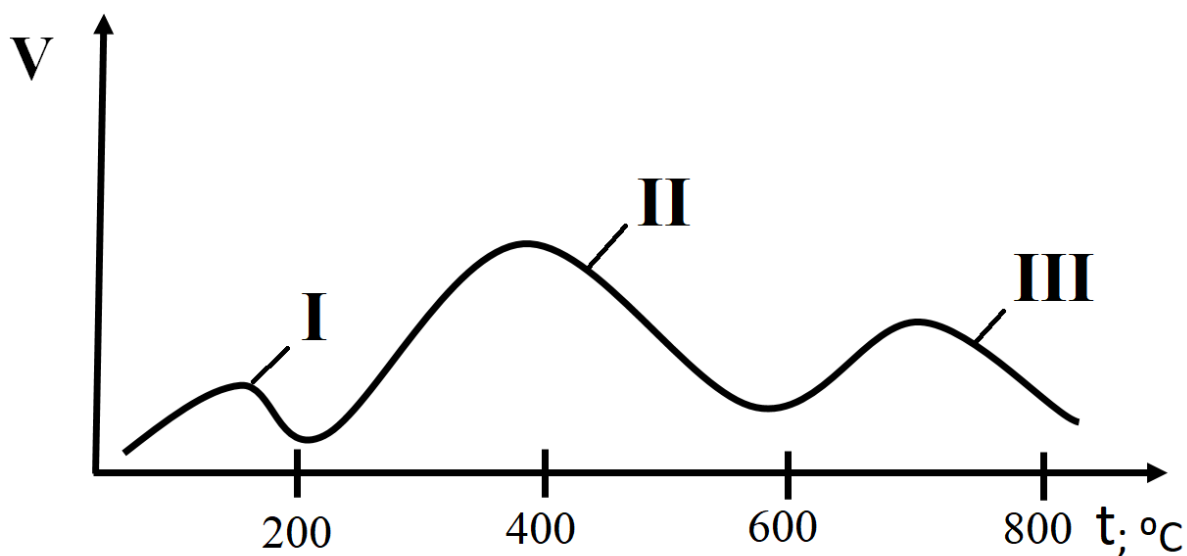


Рис. 3.8. Стадии (периоды) выделения летучих

I – сушка и выделение водяных паров (при этом, как правило, водяные пары не принято включать в состав летучих, а выход летучих определяется на сухую беззольную массу);

II – основной период выделения летучих веществ: H_2 , CO , CH_4 , C_mH_n , пары смол;

III – остаточное выделение H_2 , CO_2 , N_2 .

Основные горючие компоненты летучих веществ выделяются во II-ом периоде, причём, чем выше скорость прогрева угольной частицы, тем выше и температура, соответствующая максимуму скорости выделения летучих во II-ом периоде (рис. 3.9).

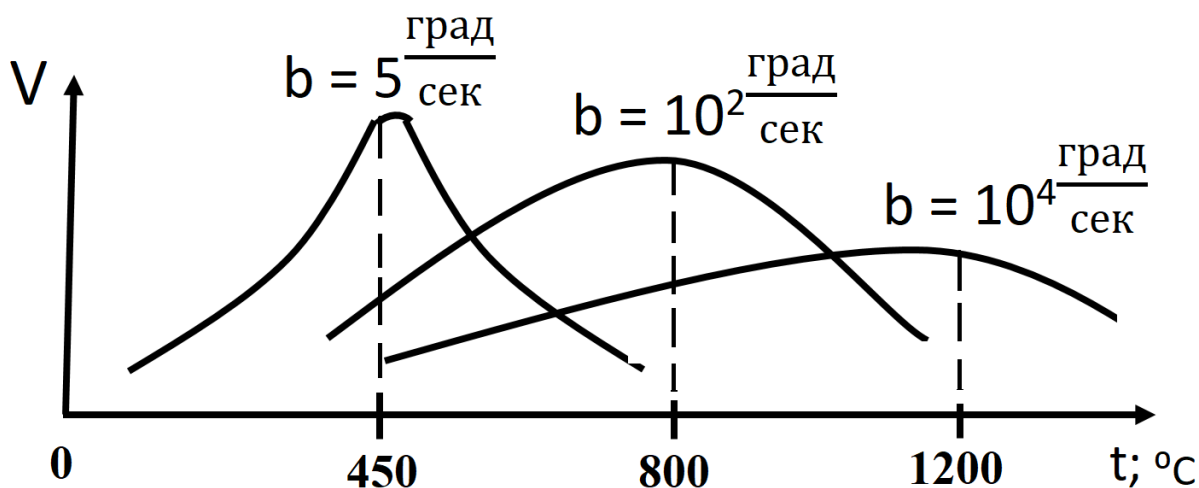


Рис. 3.9. Максимум скорости выделения летучих в зависимости от скорости прогрева

При слоевом сжигании с размером частиц 30-40 мм (и больше) скорость их прогрева не превышает $b = 10^2 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$, тогда как при пылеугольном сжигании скорость прогрева угольных пылинок значительно выше $b = (10^4-10^5) \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$.

Основной период термического разложения, как уже отмечалось, характеризуется максимальной скоростью выделения летучих (см. рис. 3.9) и может быть описан одной брутто-реакцией I-го порядка.

Кинетика процесса выхода летучих

Наиболее точный расчёт выхода летучих V^{daf} возможен с помощью кинетики, однако при этом возникают следующие трудности:

- *во-первых*, каждое вещество (каждый компонент) характеризуется своей кинетикой,
- *во-вторых*, одновременно *последовательно и параллельно* протекает множество топочимических реакций со своей кинетикой. Каждый из продуктов летучих обязан своим образованием нескольким реакциям, для которых характерны меняющиеся в узких пределах энергии активации. Например, *выделение метана* протекает в 5-6 реакций в интервале температур от 250 до 750 °С.
- *в-третьих*, выход летучих определяется не столько кинетикой, сколько темпом прогрева (*медленный* $b < 10$ °С/с, *быстрый*).

Скорость химической реакции (например, реакции выделения летучих) определяется двумя параметрами: *температурой* и *концентрацией* реагирующих компонентов.

В теории горения могут быть использованы два подхода к оценке кинетики выделения летучих веществ:

- **классическая (изотермическая) кинетика** – *раздельно* рассматривает влияние температуры и концентрации на скорость процесса, т.е. первоначально оценивается влияние концентрации при $T = \text{const}$ (рис. 3.10), а затем из опытов с различной температурой оценивается и влияние температуры в виде зависимости $\lg(k) = f(T)$ (рис. 3.11).
- **неизотермическая кинетика** – в этом случае кинетические параметры E и k_0 определяются при непрерывно меняющейся температуре процесса.

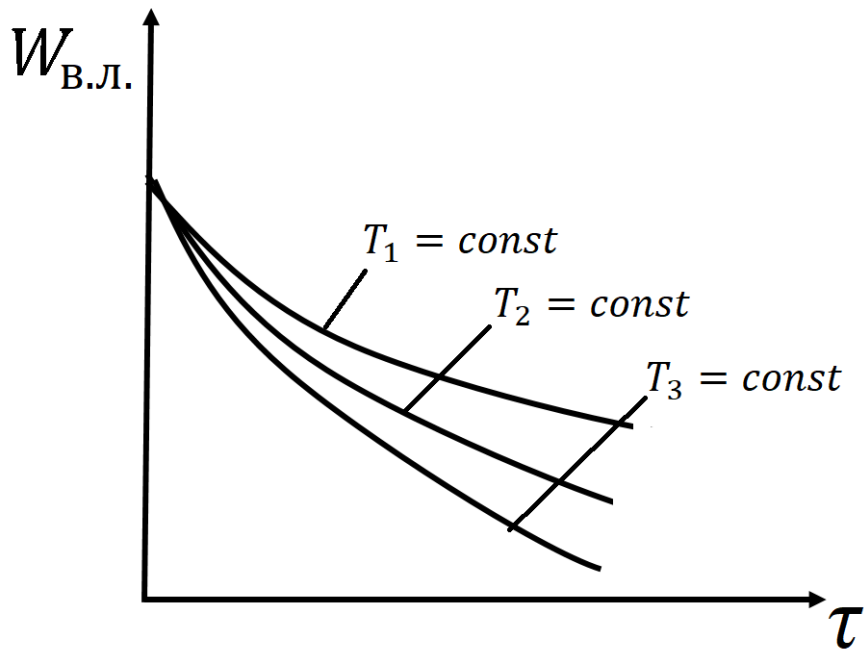


Рис. 3.10. Скорость выделения летучих при $T = \text{const}$ в зависимости от времени

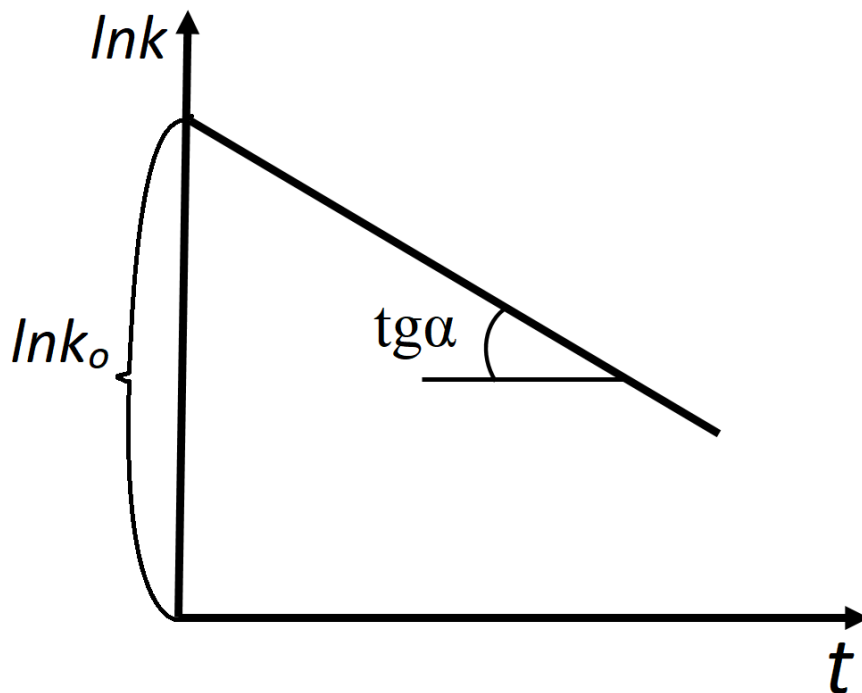


Рис. 3.11. Зависимость константы скорости выделения летучих от температуры (в полулогарифмических координатах)

Динамика выхода летучих

Полный выход летучих V^{daf} известен для каждого вида топлива, эта величина определяет реакционную способность топлива (способность к

воспламенению). Однако в ряде случаев *важнейшей характеристикой* является не только полный выход летучих, но и *динамика* их выхода, т.е. количество летучих (V_τ), выделившихся к моменту времени τ или *относительный выход* $\bar{V} = \frac{V_\tau}{V^{daf}}$; при этом очевидно, что $0 < \bar{V} < 1$.

При упрощённой оценке динамики выхода летучих можно представить выделяющиеся летучие как *одно вещество (один компонент)*, распадающееся по кинетике топохимических реакций.

Согласно уравнению Колмогорова, скорость разложения $\left(\frac{d\bar{V}}{d\tau}\right)$ пропорциональна константе скорости $k_{в.л}$ и количеству неразложившегося вещества $(1 - \bar{V})$

$$\frac{d\bar{V}}{d\tau} = k_{в.л} \cdot (1 - \bar{V})^n,$$

$k_{в.л}$ – константа выхода летучих, c^{-1} ; \bar{V} – относительный выход летучих; n – порядок реакции, показывающий, в какой степени скорость разложения зависит от количества неразложившегося вещества.

$$k_{в.л} = k_{0\ в.л} \cdot e^{-\frac{E_{в.л}}{RT}},$$

$k_{0\ в.л} = 10^{12} - 10^{14}$ $1/c$ – предэкспоненциальный множитель (вероятностный фактор); $E_{в.л}$ – энергия активации.

Для простоты решим задачу в *изотермических* условиях ($T = \text{const}$):

$$\text{при } \tau = 0, \bar{V} = 0;$$

$$\text{при } \tau \rightarrow \infty, \bar{V} \rightarrow 1.$$

Константа выхода летучих

$$k_{в.л} = k_{0 в.л} \cdot e^{-\frac{E_{в.л}}{RT}},$$

т.е. при $T = \text{const}$ $k_{в.л} = \text{const}$.

Тогда получаем решение в следующем виде:

$$V_{\tau} = V^{daf} \cdot \left(1 - e^{-k_{в.л} \cdot \tau}\right),$$

т.е. к любому моменту времени можно рассчитать V_{τ} , если известна $k_{в.л}$.

Сопоставление расчётных и опытных данных. Однокомпонентные и многокомпонентные системы

Результаты расчёта (в сравнении с экспериментальными данными) представлены на рис. 3.12. Если вместо множества реакций рассматривать только одну (*однокомпонентная система*), результаты недостаточно точны (большие различия с экспериментом).

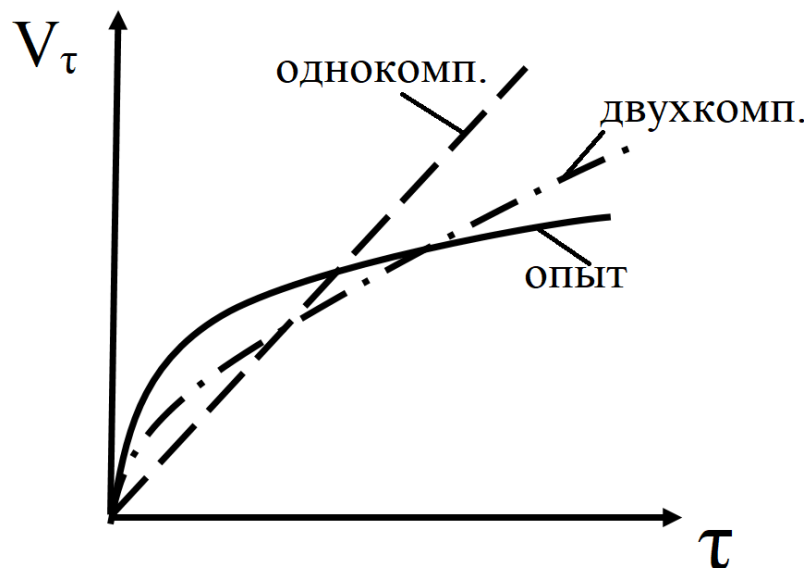


Рис. 3.12. Сопоставление экспериментальных и расчётных данных по динамике выхода летучих

Для более точных расчётов рассматриваются *многокомпонентные* системы. Например, двухкомпонентная система может быть представлена в следующем виде:

V^{daf} (2 компонента) \Rightarrow 1 – газы (неконденсирующиеся вещества)

2 – конденсирующиеся вещества (кислоты, смолы, вода).

Для *двухкомпонентной* системы выхода летучих получены кинетические константы: для *древесины, древесных отходов, торфа, бурого угля*.

Для *бурых углей и сланцев* разработана *5-ти-компонентная* система, в которой удалось разделить газы на CO, CO₂, CH₄, H₂.

Для многокомпонентной системы

$$V_{\tau} = \sum_{i=1}^n V_i^{daf} \left(1 - e^{-k_{в.л} i \cdot \tau} \right).$$

Для определения $k_{в.л}$ необходимо найти кинетические константы $k_{0\ в.л}$ и $E_{в.л}$ (для простоты при $T = const$). Если прогрев частиц происходит практически мгновенно (до температуры окружающей среды $t_{ср}$), то можно принять $t_{ч} = t_{ср}$.

Время выделения летучих

Сколько времени длится процесс выхода летучих?

- для мелких пылевых частиц $\tau_{в.л} = 1 \div 2$ с, т.е примерно от 1/4 до 1/3 от времени нахождения частиц в топочной камере;
- выход летучих *завершается на 1/3 длины факела*, а дальше происходит *воспламенение и горение* летучих.

С некоторого момента времени интенсивно выделяющиеся *летучие вещества* насыщают пограничный слой, окружающий частицу. Воспламенение летучих приводит к быстрому прогреву частицы до температуры, равной температуре потока газов или даже превышающей её.

Рядом российских учёных-исследователей получены эмпирические зависимости, позволяющие оценить время прогрева частицы до воспламенения летучих (в среде с концентрацией кислорода C_{O_2} от 10 до 21 %):

для мелких частиц ($\delta \leq 10^{-3}$ м) – [Бабий В.И.]

$$\tau_{в.л} = k_{в.л1} \cdot 5,3 \cdot 10^{14} \cdot T_z^{-4} \cdot \delta^{0,8}, \text{ с}; \quad (3.6)$$

для крупных частиц ($\delta \geq 5 \cdot 10^{-3}$ м) при температуре газового потока t_z от 900 до 1100 °С и скорости обтекания (скорости относительного движения) $w_{отн}$ от 0,1 до 3 м/с – [Любов В.К. и Шестаков С.М.]

$$\tau_{в.л} = k_{в.л2} \cdot 10^{13} \cdot T_z^{n_{в.л}} \cdot \delta^{m_{в.л}} (1 + w_{отн}^{c_{в.л}}), \text{ с}, \quad (3.7)$$

где $k_{в.л1}$, $k_{в.л2}$, $n_{в.л}$, $m_{в.л}$, $c_{в.л}$ – опытные коэффициенты, приведённые в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Коэффициенты, характеризующие влияние различных параметров на продолжительность отдельных стадий процесса горения частиц

Величина	Уголь						
	Азейский Б	Черемхов. Д	Интинск. Д	Кузнецкий			Воркутин. Ж
				Д	2СС	Г	
$k_{в.л2} / k_{в.л1}$	5,42	5,81	3,55	$\frac{2,55}{0,8}$	$\frac{3,93}{0,85}$	$\frac{2,31}{0,75}$	2,76
$c_{в.л}$ ($w_{отн} \leq 1$ м/с)	-0,08	-0,08	-0,08	-0,09	-0,17	-0,11	-0,13
$c_{в.л}$ ($w_{отн} > 1$ м/с)	-0,16	-0,16	-0,16	-0,17	-0,17	-0,19	-0,22
$k_{г.л2} / k_{г.л1}$	4,31	4,55	8,76	$\frac{8,32}{1,6}$	$\frac{13,19}{1,4}$	$\frac{8,45}{1,55}$	10,52
$n_{г.л}$	-1,16	-1,16	-1,26	-1,28	-1,35	-1,3	-1,32
$m_{г.л}$	1,9	1,9	1,87	1,83	1,79	1,79	1,78
$c_{г.л}$ ($w_{отн} \leq 1$ м/с)	-0,13	-0,13	-0,13	-0,14	-0,17	-0,16	-0,17

$c_{z,l}$ ($w_{отн} > 1$ м/с)	-0,44	-0,45	-0,46	-0,49	-0,57	-0,55	-0,56
-----------------------------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

Примечание: для всех марок топлива $n_{в.л} = -4$, $m_{в.л} = 0,5$.

Следует отметить, что в этих формулах учитывается не только конвективная, но и лучистая составляющая теплообмена между газовым потоком и частицей.

В диапазоне размера частиц $10^{-3} < \delta < 5 \cdot 10^{-3}$ (м) предпочтительнее использовать формулу 3.7, поскольку в ней учитывается скорость относительного движения частицы в потоке.

3.4. Стадия воспламенения и горения летучих

Частицу топлива снаружи окружает пограничный слой (ПС), воздух (кислород) диффундирует через пограничный слой к поверхности частицы, а выделяющиеся летучие двигаются навстречу потоку воздуха (рис. 3.12).

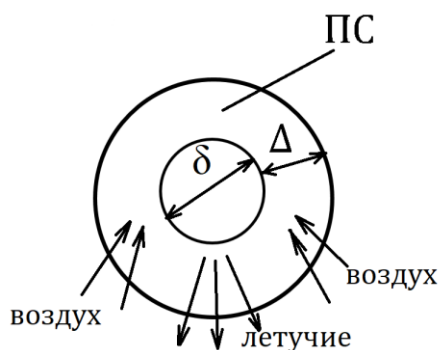


Рис.3.12. Воспламенение летучих

Пограничный слой неразрывно связан с частицей и двигается вместе с частицей. В результате диффузионного переноса в пограничном слое встречаются воздух и летучие, образуется горючая смесь (ГС), которая воспламеняется и горит по законам горения гомогенной смеси.

Таким образом, горение летучих веществ представляет собой горение *гомогенных смесей*, содержащих множество компонентов,

диффундирующих от поверхности частицы навстречу окислителю (кислороду).

Период индукции (время от момента прогрева до начала реакции) мал, т.к. горючая смесь прогрета до температуры в топочной камере $t_T = 1200 \div 1400$ °С.

Толщина пограничного слоя Δ зависит от размера частиц δ и может быть описана следующим образом:

$$\frac{\Delta}{\delta} = \frac{1}{Nu - 2} .$$

Для мелких шаровых частиц при уменьшении их размера $Nu \rightarrow 2$, $(Nu - 2) \rightarrow 0$, следовательно, Δ увеличивается.

Таким образом, чем меньше частица, тем больше относительная толщина пограничного слоя (толщина ПС, отнесённая к массе или размеру частицы).

Чем меньше частица, тем меньше летучих окружают частицу, тем «беднее» становится горючая смесь, что приводит к увеличению времени горения. Поэтому мелкие частицы *индивидуально* почти *не воспламеняются*. Воспламенение тонкой мелкодисперсной пыли происходит *объёмно*, т.е. все частицы воспламеняются одновременно. Помол должен быть равномерным; летающие светящиеся треки свидетельствуют о наличии крупных частиц.

Вывод: *мелкие частицы* воспламеняются всем *объёмом* аэроsmеси, и горение происходит в объёме, а *крупные частицы* горят *индивидуально* со своими факелами.

Сопоставление расчётного времени выхода летучих и их горения показывает, что главным (определяющим) процессом является *выход летучих*, а *время горение быстротечно*, что отражает рис. 3.13.

Таким образом, общее время выхода и горения летучих практически не отличается от времени выхода летучих и составляет $\tau_{в.л} + \tau_{г.л} = 1 \div 2$ с.

Время выхода и горения летучих может быть также описано эмпирическими зависимостями (в среде с концентрацией кислорода C_{O_2} от 10 до 21 %):

для мелких частиц ($\delta \leq 10^{-3}$ м) – [Бабий В.И.]

$$\Delta\tau_{г.л} = k_{г.л1} \cdot 0,5 \cdot 10^6 \cdot \delta^2, \text{ с}; \quad (3.8)$$

для крупных частиц ($\delta \geq 5 \cdot 10^{-3}$ м) – [Любов В.К. и Шестаков С.М.]

$$\Delta\tau_{г.л} = k_{г.л2} \cdot 10^8 \cdot T_г^{n_{г.л}} \cdot \delta^{m_{г.л}} (1 + w_{отн}^{c_{г.л}}), \text{ с}, \quad (3.9)$$

где $k_{г.л1}$, $k_{г.л2}$, $n_{г.л}$, $m_{г.л}$, $c_{г.л}$ – опытные коэффициенты, также приведённые в табл. 3.3.

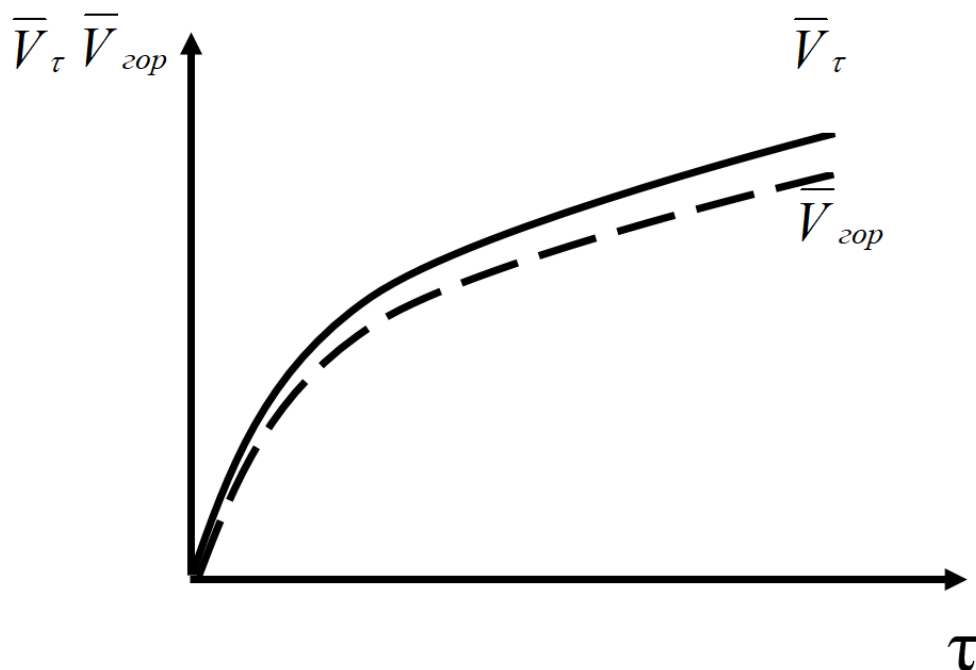


Рис. 3.13. Горение летучих:

\bar{V}_τ – количество летучих, выделившихся к моменту времени τ ;

$\bar{V}_{гор}$ – количество летучих, сгоревших к моменту времени τ

Горение летучих, как и прогрев частиц – относительно быстрый процесс по сравнению с горением коксового остатка. Поэтому большинство исследователей рассматривают горение природного твёрдого топлива как *горение коксового остатка*.

Горение углерода коксовой частицы не только даёт наибольшее тепловыделение, но и определяет в значительной степени продолжительность горения частицы твёрдого топлива и её температуру, что, в свою очередь, влияет на поведение минеральной части топлива.

3.5. Стадия горения углерода кокса

Процесс *горения коксовой частицы* играет решающую роль при оценке как *суммарного времени* горения топлива, так и *суммарного тепловыделения*.

Горение летучих, как и *прогрев* частиц – относительно быстрый процесс по сравнению с горением коксового остатка. Горение летучих завершается примерно на первой трети факела (рис. 3.14).

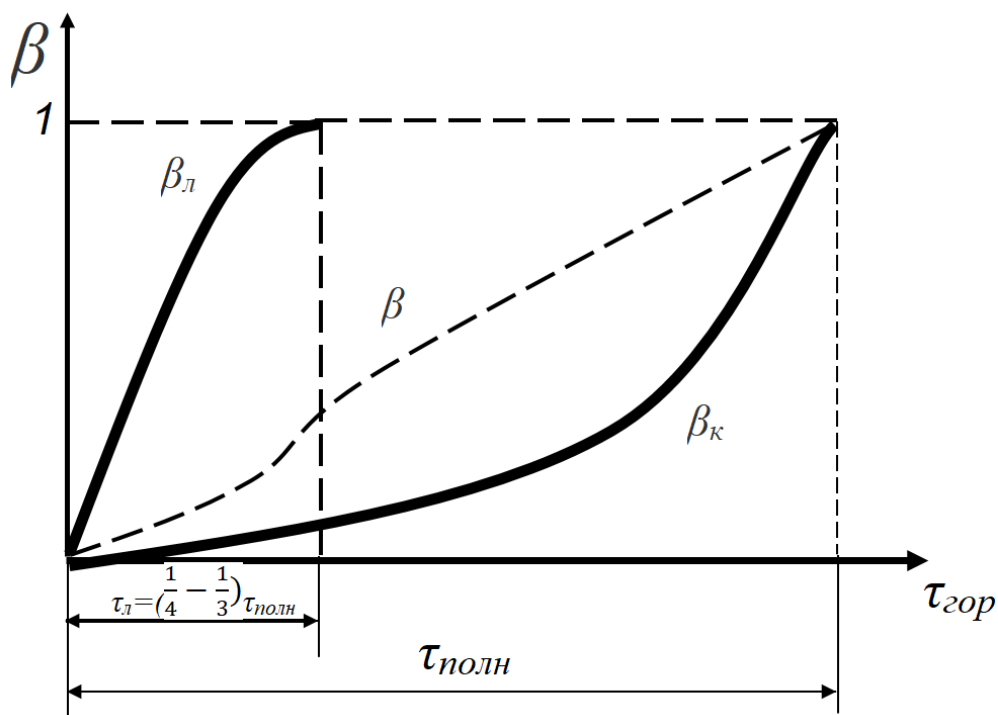


Рис. 3.14. Степень выгорания топлива

Исследования горения коксового остатка выявили *сложность* этого процесса.

Каковы особенности и закономерности горения углерода?

Структура углерода кокса

Коксовый остаток представляет собой смесь углерода с негорючими минеральными примесями.

В природе существует два вида структуры углерода: *аморфная* и *кристаллическая*.

Кристаллической структуре характерно *чёткое* и *устойчивое* строение, когда все атомы углерода расположены в определённых центрах, и свободные связи отсутствуют (*алмаз, графит*) и, как следствие, – высокая энергия активации.

Алмаз представляет собой кристаллическое образование с четким расположением атомов в кристаллических решетках, а *графит*, в свою очередь, является аморфным углеродным образованием, которое имеет структуру из хаотически расположенных кристаллитов (рис.4.14).

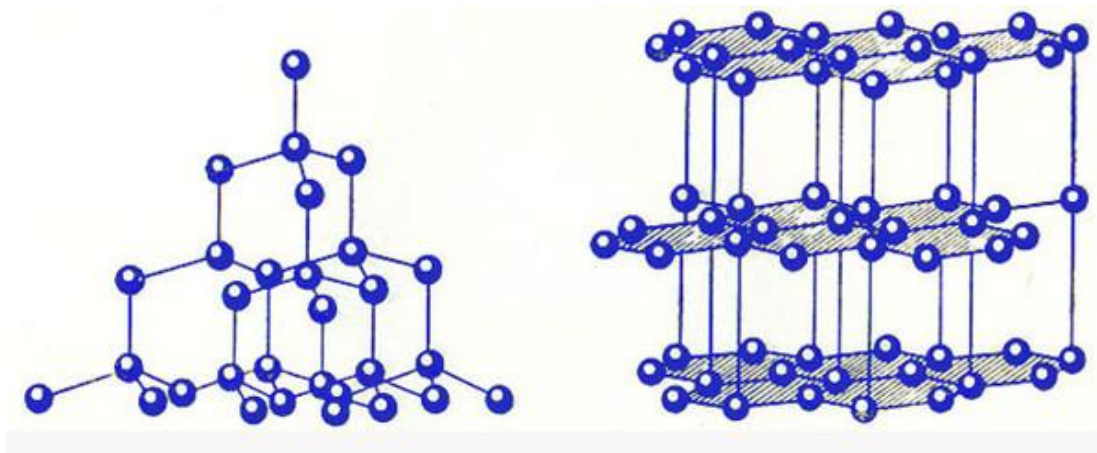


Рис. 3.14. Кристаллические решетки алмаза (слева) и графита (справа)

Углерод кокса топлива по своей структуре представляет собой практически чистый углеродный материал, близкий по своей структуре к графиту.

Аморфная структура имеет незаполненные межмолекулярные связи и представляет собой смесь с меньшим числом устойчивых связей. Углерод легче вступает в реакцию в *аморфном* состоянии, когда некоторые связи

отсутствуют, а энергия активация, соответственно, уменьшается. Классическим видом аморфного углерода являются *древесный уголь*.

По мере «старения» топлива (увеличение степени метаморфизма) органическая часть топлива и аморфный углерод меняют свою структуру – появляются *микрористаллиты* (несколько десятков атомов углерода, встроенные в чёткую структуру).

Появление микрористаллитов приводит к образованию зёрен с разной склонностью к реакциям (реакционной способностью занимается наука – *петрография*). Часть этих зёрен имеют аморфную структуру (обладают высокой реакционной способностью), но существуют и те, которые содержат большое количество микрористаллитов, обладающих низкой реакционной способностью.

Структура углерода разных топлив различна – чем старше топливо, тем больше микрористаллитных включений, снижающих реакционную способность топлива, что приводит к увеличению энергии активации.

Внутреннее реагирование

Углерод кокса топлива – это практически чистый углерод, по своей структуре близкий к графиту. Коксовой частице характерна неоднородность, пористость и шероховатость поверхности, т.е. поверхность изрезана огромным количеством микротрещин и пор самой разнообразной формы и размеров. При гетерогенном горении зона контакта и протекания реакций не ограничивается только наружной поверхностью углеродной частицы. Поры, проникая глубоко внутрь частицы и соединяясь между собой, образуют обширную внутреннюю поверхность, иногда значительно превосходящую внешнюю.

При определённых условиях окислитель может проникать глубоко в поры, и тогда реакция протекает и внутри частицы, на её внутренней поверхности. Это так называемое *внутреннее реагирование*, пренебрежение которым в некоторых условиях может привести к

серьёзным ошибкам при обработке опытных материалов и расчётах выгорания.

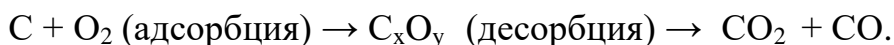
Наличие большого количества пор увеличивает скорость горения в результате снижения энергии активации.

Коксовый остаток антрацита (плотный и тяжёлый) и *бурого угля* (лёгкий и пористый) отличаются и внешне, и физически. Разница заключается в том, что кокс бурого и древесного угля обладает пористостью разного размера, т.е. существуют пустоты, а у антрацита мало внутренних пор.

Механизм реагирования углерода с кислородом. Хемосорбция

Горение углерода – *гетерогенный процесс*, определяемый как *кинетикой* химических реакций, так и *диффузионным* переносом кислорода и продуктов сгорания в пограничном слое у поверхности частицы.

Кроме того, на поверхности углеродной частицы происходит процесс *адсорбции** кислорода: атомы кислорода, находящиеся вблизи, адсорбируются на поверхности и удерживаются на ней за счёт химических сил. При этом происходит глубокое объединение атомов кислорода и углерода с образованием сложных гипотетических нестабильных химических соединений C_xO_y (рис. 3.15). Эти соединения, или комплексы, распадаются по истечении некоторого времени с выделением CO и CO₂.



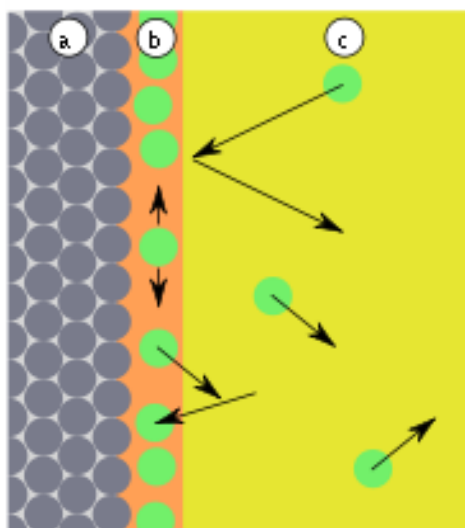


Рис. 3.15. а) адсорбент (углерод), б) адсорбат (кислород),
с) адсорбтив (газовая фаза)

* Под *адсорбцией* понимают поглощение какого-либо газа (в данном случае – кислорода) из смеси газов твёрдым веществом – *адсорбентом* (углеродом) (см. рис. 4.15). При этом происходит концентрирование кислорода на границе раздела адсорбент-газ (углерод-кислород). Процесс, *обратный* адсорбции, то есть перенос вещества с поверхности раздела фаз в объём фазы, называется *десорбция*.

На поверхности раздела двух фаз помимо адсорбции, обусловленной в основном *физическими* взаимодействиями (главным образом, это *Ван-дер-Ваальсовы силы*), может идти *химическая реакция*. Этот процесс называется *хемосорбцией*, или химической адсорбцией, которая заключается в поглощении примеси из смеси газов, сопровождающейся химическими реакциями.

Процессы *хемосорбции* играют основную роль при *низкотемпературном процессе* ($600 \div 800 \text{ }^\circ\text{C}$), когда процесс окисления топлива протекает с малой скоростью реакции. Примером может служить окисление топлива при его *длительном хранении и сушке*.

В диапазоне *высоких топочных температур* ($1400 \div 1600 \text{ }^\circ\text{C}$) сорбционные процессы протекают практически *мгновенно*, и ими можно пренебречь, поскольку на первый план выступает «ударный» механизм *Аррениуса*.

Роль золы

Если основу кокса составляет углерод с незначительными вкраплениями минеральных примесей (*малозольные топлива*), то зола по существу не мешает взаимодействию углерода с кислородом, т.е. можно считать, что идёт процесс горения практически чистого углерода.

Если же основу коксу составляет минеральная часть с незначительными вкраплениями углерода (*высокозольные топлива*), то зола влияет на процесс горения, поскольку она мешает взаимодействию горючих компонентов с окислителем из-за образования слоя зольной оболочки (корки).

4. Механизм горения углерода кокса

4.1. Основные реакции горения углерода

Существует возможность одновременного реагирования углерода с *несколькими окислителями*, что характеризуется *многообразием реакций*. Механизм этих реакций сложен и его детальное изучение не имеет границ.

Основными газами, реагирующими с углеродом кокса, являются кислород O_2 , диоксид углерода CO_2 и водяной пар H_2O .

Вне зависимости от того, по какому механизму протекает окисление углерода, первичными продуктами горения являются CO_2 и CO .

При *высокой влажности* сжигаемого топлива (когда в продуктах сгорания содержится значительное количество водяных паров H_2O) или при окислении углерода водяным паром (*при «мокрой» газификации*) в первичных продуктах возможно появление метана CH_4 и водорода H_2 .

Итак, при высокотемпературном горении углерода возможны две *первичные* реакции прямого *гетерогенного* окисления, которые могут протекать одновременно:





* численные значения, полученные различными исследователями, могут незначительно отличаться.

В результате образования CO_2 и CO могут протекать две *вторичные* реакции:

- восстановление диоксида углерода на поверхности частицы (*гетерогенная эндотермическая реакция*)



- взаимодействие образовавшегося (по реакции 2) оксида углерода CO с диффундирующим из объёма кислородом (*гомогенная реакция*)



Реакции 4.1-4.3 – гетерогенные, а 4.4 – гомогенная (поток CO направлен от углеродной поверхности в пограничный слой, а навстречу идёт поток O_2).

На рис. 5.1 представлена схема горения углерода кокса.

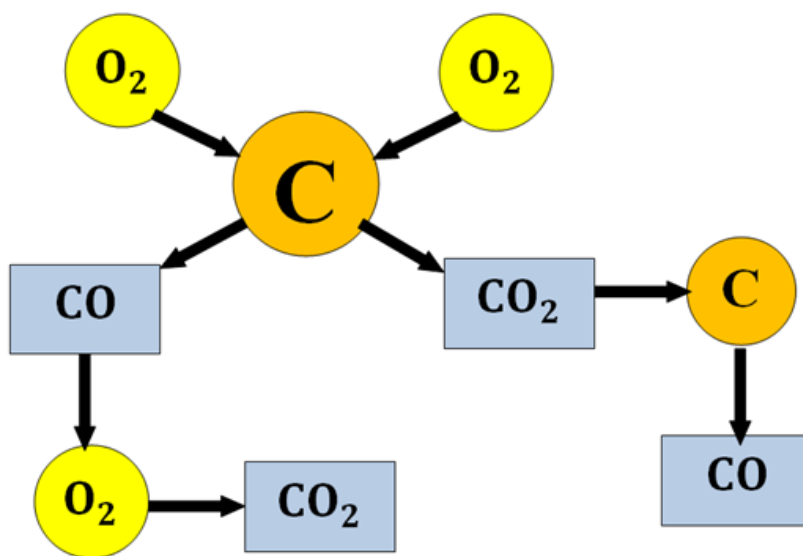


Рис. 4.1. Схема реактирования углерода

Кроме того, в присутствии *водяных паров* на раскалённой поверхности частицы, т.е. в *высокотемпературной области*, происходит «*мокрая*» *газификация* с выделением водорода, при этом возможны

следующие *вторичные* реакции (*эндотермические*): восстановление H_2O на поверхности углеродной частицы C (реакции 4.3' и 4.3'') и последующее взаимодействие H_2 с углеродом кокса C с образованием метана CH_4 (реакция 4.3'''):

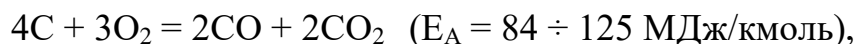


В условиях встречной диффузии продуктов неполного сгорания (CO , H_2 , CH_4) от поверхности частицы (углеродного массива) в поток окислителя, диффундирующего навстречу им из окружающего частицу объёма, наряду с уже упомянутой *гомогенной реакцией 4.4* неизбежно взаимодействие по *вторичным* реакциям:



Гетерогенные реакции (*первичные* 4.1, 4.2 и *вторичные* 4.3, 4.3', 4.3'', 4.3''') свидетельствуют о непосредственном горении углерода, сопровождающемся убылью углеродной частицы в весе. *Гомогенные* реакции (4.4, 4.4', 4.4'', 4.4''') протекает около поверхности частицы за счёт кислорода, диффундирующего из окружающего объёма, и компенсируют снижение температурного уровня процесса, возникающее как следствие *эндотермических* реакций (4.3–4.3''').

Соотношение между CO и CO_2 у поверхности частицы зависит от температуры газов в этой области. Так, например, согласно экспериментальным исследованиям, при температуре $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ протекает реакция



а при температуре выше $1500 \text{ }^\circ\text{C}$



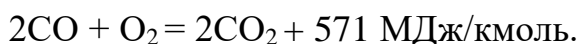
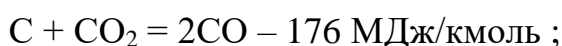
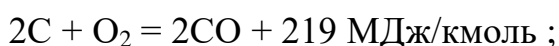
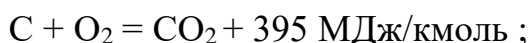
Очевидно, что в первом случае CO и CO₂ выделяются примерно в равных количествах, тогда как при повышении температуры объём выделившегося CO в 2 раза превышает объём CO₂.

При этом каждой реакции характерны свои *кинетические константы*.

4.2. Определение кинетических характеристик горения углерода

Рассмотрим наиболее простой вариант – «сухую» газификацию коксовой частицы, когда водяные пары H₂O в топочном объёме отсутствуют.

В этом случае механизм горения может быть представлен набором приведённых выше четырёх реакций (4.1–4.4):



Скорость *гетерогенного* горения углеродной частицы $\left[\frac{\text{кмоль}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \right]$

$$W = k \cdot C^n ,$$

где C – концентрация окислителя у поверхности углеродной частицы, кмоль/м³; k – видимая (опытная) константа гетерогенной реакции, м/с.

Рассматривая *высокотемпературное горение*, можно считать, что приведённые реакции – это *реакции первого порядка* ($n = 1$), а скорость этих реакций зависит от *концентрации компонента*, находящегося в *недостатке*: для гетерогенных реакций (4.1–4.2) – это кислород O₂, а для реакции (4.3) – углекислый газ CO₂. Строго говоря, скорость гомогенной реакции (4.4) может зависеть от концентрации обоих участвующих в реакции компонентов. Однако опытные данные показывают, что в основном скорость горения CO, также как и H₂ и CH₄ (при «мокрой»

газификации), определяется лишь содержанием этих компонентов в смеси и только при малых концентрациях кислорода начинает зависеть и от его содержания.

Исходя из вышеизложенного, учитывая, что изменение констант скоростей реакций от температуры подчиняется закону Аррениуса, для каждой (*i*-той) реакции справедливо соотношение

$$\frac{dG_i}{d\tau} = C_i \cdot k_{0i} \cdot e^{-\frac{E_i}{RT}},$$

где G_i – количество *i*-того реагирующего вещества (кмоль/(м²·с) – для гетерогенной и кмоль/(м³·с) – для гомогенной реакции); C_i – действующая концентрация газовой компоненты (кмоль/м³); E_i – энергия активации данной реакции (кДж/кмоль); k_{0i} – вероятностный фактор, или предэкспоненциальный множитель (м/с – для гетерогенной и с⁻¹ – для гомогенной реакции).

Кинетические константы реакций горения (E и k_0) зависят от структуры углеродного материала и определяются экспериментально, при этом полученные данные отличаются широким разнообразием (для каждого топлива получают свои характеристики) (табл. 4.1).

Таблица 4.1

Энергия активации различных реакций

№	Реакция	Энергия активации E_i , МДж/кмоль
4.1	$C + O_2 = CO_2$	75÷155
4.2	$2C + O_2 = 2CO$	85÷125
4.3	$C + CO_2 = 2CO$	100÷200
4.3'	$C + H_2O = CO + H_2$	140÷180

Предпринималось немало попыток обобщить материалы. Если константы скорости откладывать в полулогарифмических координатах, то

кривые, полученные при обобщении экспериментальных данных, пойдут следующим образом – рис. 4.2.

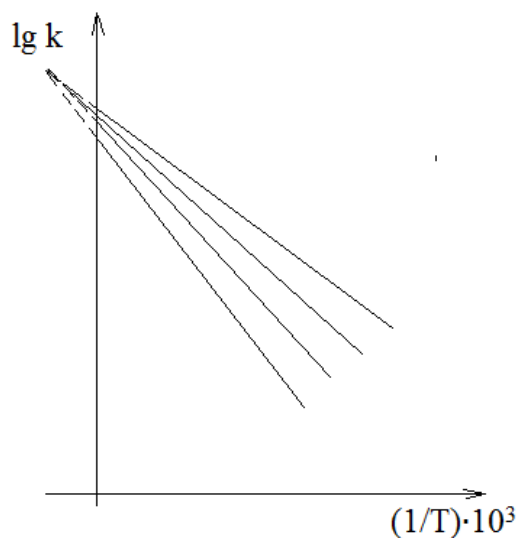


Рис. 4.2. К определению координат полюса

Сопоставление опытных данных по кинетике взаимодействия углерода различных топлив с окислителем (O_2 и CO_2) в полулогарифмических координатах Аррениуса показывает, что при повышении температуры линии зависимости логарифма константы скорости реакции от обратной температуры $\lg(k) = f(1/T)$ сходятся (пересекаются) в некоторой точке, что позволяет сделать вывод о наличии некоторой условной точки – *полюса* (см. рис. 4.2).

Введение такой точки с координатами k^*-T^* позволяет связать между собой *энергию активации* и *предэкспоненциальный множитель* в уравнении Аррениуса в виде

$$k_i = k^* \cdot \exp \left[-\frac{E_i}{RT} \left(1 - \frac{T}{T^*} \right) \right].$$

Местоположение полюса по данным разных исследователей различно. Некоторые экспериментальные данные приведены в табл. 4.2:

Таблица 4.2

Координаты полюса

		k^*	T^*
--	--	-------	-------

№	Автор	м/с	К
1	Померанцев В.В.	10	2500
2	Кнорре Г.Ф. и др.	2,5	2200
3	Вулис Л.А.	0,315	1240
			1740
4	Шестаков С.М.	100	2600

Следует отметить, что согласно данным Л.А. Вулиса, имеют место два полюса: $T^* = 1240 \text{ К}$ соответствует горению углерода по реакциям (4.1, 4.2), а $T^* = 1740 \text{ К}$ – реакции восстановления диоксида углерода на поверхности горячей частицы (4.3).

Основываясь на значениях координат полюса, можно связать энергию активации E и k_0 , которая в общем виде записывается как

$$\lg k_{0i} = A \cdot 10^{-4} \cdot E_i + B ,$$

где A и B – эмпирические коэффициенты,

$$A = \frac{10^4 \cdot \lg e}{RT^*}, \quad B = \lg k^* .$$

Уравнения, соответствующие данным из табл. 5.2, имеют вид

$$\lg k_{0i} = 0,0208 \cdot E_i + 1 ; \quad (4.5)$$

$$\lg k_{0i} = 0,0237 \cdot E_i + 0,398 ; \quad (4.6)$$

$$\lg k_{0i} = 0,0418 \cdot E_i - 0,5 ; \quad (4.7)$$

$$\lg k_{0i} = 0,02 \cdot E_i + 2 . \quad (4.8)$$

В этих формулах энергия активации E_i (МДж/кмоль).

Расчёты по разным формулам дают близкие значения констант для топочных температур.

Большой разброс экспериментальных точек относительно расчётных линий не позволяет отдать чёткое предпочтение ни одной из зависимостей. Тем не менее, поскольку выбор всё-таки необходимо сделать,

рекомендуется эмпирическое уравнение (4.8), поскольку оно было получено последним и, следовательно, основано на использовании более точной измерительной техники при получении экспериментальных данных и их обработке.

Сравнительная оценка экспериментальных данных, полученных различными исследователями, показывает, что для одного и того же кокса существует определённая связь между энергиями активации реакций (4.1) и (4.2, 4.3, 4.3'):

$$\frac{E_{C+O_2 \rightarrow CO}}{E_{C+O_2 \rightarrow CO_2}} = 1,1 ; \quad \frac{E_{C+CO_2 \rightarrow CO}}{E_{C+O_2 \rightarrow CO_2}} = 2,2 ; \quad \frac{E_{C+H_2O \rightarrow CO+H_2}}{E_{C+O_2 \rightarrow CO_2}} = 1,6 ;$$

или

$$\frac{E_2}{E_1} = 1,1 ; \quad \frac{E_3}{E_1} = 2,2 ; \quad \frac{E_3'}{E_1} = 1,6 . \quad (4.9)$$

Таким образом, при отсутствии данных по кинетике *всех реакций*, зная энергию активации *только одной реакции* горения углерода кокса, можно легко получить константы остальных реакций: *энергии активации* по формулам (4.9), а *предэкспоненциальный множитель* – например, по формуле Шестакова (4.8).

В табл. 4.3 приведены значения энергии активации для реакции (4.1) $C + O_2 = CO_2$ для коксов различных видов твёрдого топлива.

Таблица 4.3

Энергия активации E_1 для различных видов топлива

Вид топлива	Энергия активации E_1 , МДж/кмоль
Древесный уголь	75÷84
Торф	85
Бурый уголь*	90÷105
Каменный уголь**	115÷135
Тощий уголь и антрацит	140÷155

* – в зависимости от степени метаморфизма и влажности;

** – делятся по классификации на 9 групп.

Старые топлива (А, ПА, Т) низкорреакционны – характеризуются более высоким энергетическим барьером, т.е. более высокой энергией активации E .

Значения энергии активации и предэкспоненциальных множителей для ряда гомогенных реакций горения представлены в табл. 4.2.

Использование приведённых выше данных для практических расчётов даёт достаточно удовлетворительные результаты.

Гомогенная реакция (4.4) протекает в пограничном слое около частицы. Кинетические константы:

$$k_{04} = 7,05 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} ; E_4 = 96,8 \frac{\text{МДж}}{\text{кмоль}} .$$

Таблица 4.2

Энергия активации гомогенных реакций горения различных газов

Газ	Энергия активации E , МДж/кмоль	Предэкспоненциальный множитель k_0 , м/с
Водород	129,8	$2,137 \cdot 10^{14}$
Оксид углерода (влажный)	96,3	$1,4 \cdot 10^{12}$
Метан	103,8	$5,6 \cdot 10^{12}$
Пропан	61,5	$4,2 \cdot 10^{11}$
Оксид углерода (сухой)	96,8	$7,05 \cdot 10^6$

5. Время и скорость горения. Теория приведённой пограничной плёнки. Область и схема горения

Время горения углеродной частицы $\tau_{гор}$ – конечная цель расчёта процесса горения – определяется через удельную скорость горения углерода G_C в данных условиях.

$G_C \left[\frac{\text{кмоль}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \right]$ – скорость расходования углерода, выраженная в молях на единицу реакционной поверхности (поверхность раздела фаз – видимая поверхность частицы) в единицу времени.

G_C зависит не только от вида топлива, но и от условий, в которых протекает процесс.

$$G_C = f(\text{область горения, схема горения}).$$

5.1. Область горения. Диффузионно-кинетическая теория горения

Чтобы определить область горения, необходимо найти предэкспоненциальный множитель k_0 , энергию активации E_i , константы скорости k_i , коэффициент массообмена α_D , кинетическое $1/k_0$ и диффузионное сопротивление $1/\alpha_D$.

Как уже было отмечено, скорость горения в основном зависит от двух факторов:

- 1) **скорости химической реакции**, которая определяется законом Аррениуса и стремительно растёт с увеличением температуры;
- 2) **скорости подвода окислителя** (кислорода) к зоне горения за счёт диффузии (молекулярной или турбулентной).

В начальный период процесса горения, когда температура ещё недостаточно высока, скорость химической реакции также невысока, а в окружающем частицу топлива объёме и у её поверхности окислителя более чем достаточно, т.е. наблюдается местный избыток воздуха. Никакое совершенствование аэродинамики топки или горелки, приводящее к

интенсификации подвода кислорода к горячей частице, не повлияет на процесс горения, который тормозится только низкой скоростью химической реакции, т.е. кинетикой. Это – **область кинетического горения**.

По мере протекания процесса горения выделяется теплота, увеличивается температура, а, следовательно, и скорость химической реакции, что приводит к стремительному росту потребления кислорода. Концентрация его у поверхности частицы неуклонно падает, и в дальнейшем скорость горения будет определяться лишь скоростью диффузии кислорода в зону горения, которая почти не зависит от температуры. Это – **область диффузионного горения**.

5.2. Схемы горения. Теория приведённой пограничной плёнки

Реагирование углерода кокса с кислородом, в зависимости от условий, может идти *по разным схемам*. Впервые это понятие ввёл было введено Д.А.Франк-Каменецким, а дальнейшее развитие оно получило в работах В.В.Померанцева, который ввёл понятие *приведённой пограничной плёнки* (ППП).

Следствием одновременного протекания химической реакции горения и процессов диффузионного массообмена является определённое распределение концентраций (парциальных давлений) компонентов газовой смеси (продуктов сгорания и кислорода) у поверхности горячей частицы (рис. 5.1).

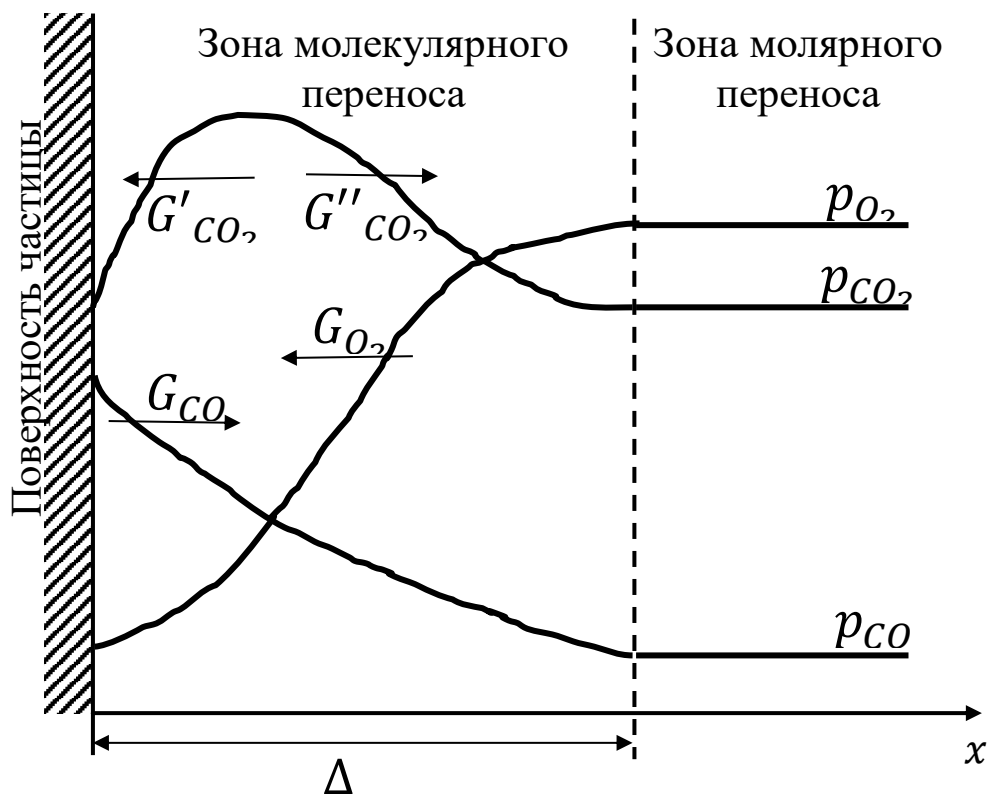


Рис. 5.1. Схема приведённой пограничной плёнки

$p_{O_2}, p_{CO_2}, p_{CO}$ - парциальные давления кислорода, оксида углерода и углекислого газа в топочном объеме; $G_{O_2}, G_{CO}, G'_{CO_2}, G''_{CO_2}$ - диффузионные потоки кислорода, оксида углерода и углекислого газа в приведенной пленке

Представим поверхность углеродной частицы, вблизи которой имеется ППП, отличающаяся от реального ПС тем, что внутри области ППП имеет место только *молекулярный* перенос, определяемый *теплопроводностью* и *диффузией* – это область *молекулярного переноса* (рис. 5.1, слева). Таким образом, *приведённая пограничная плёнка* – это область *ярко выраженных градиентов*.

При этом в ядре потока, омывающего частицу, из-за интенсивного *турбулентного молярного переноса* вещества концентрации компонентов выровнены до некоторых средних значений, т.е. поток *однороден*, и в областях, близких к пограничной плёнке, *отсутствуют градиенты* концентраций (парциальных давлений) и температур (рис. 5.1, справа).

5.2.1. Толщина ППП

Закономерности диффузионного переноса описываются аналогично процессам теплообмена. Поток диффундирующего вещества

$$G_i = \alpha_D \cdot (C_{in} - C_{iоб}), \frac{\text{кмоль}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}, \quad (5.1)$$

где α_D – коэффициент массообмена (массоотдачи), м/с; C_{in} и $C_{iоб}$ – концентрация i -ого компонента на поверхности и в объёме, кмоль/м³.

Пользуясь понятием «приведённой плёнки», принимаем, что её толщина Δ одинакова вокруг всей поверхности горящего куска. Тогда, предполагая линейное изменение концентрации в плёнке, поток диффундирующего вещества:

$$G_i = \frac{D}{\Delta} \cdot \Delta C = \frac{D}{\Delta} (C_{in} - C_{iоб}), \frac{\text{кмоль}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}, \quad (5.2)$$

где D – коэффициент диффузии, м²/с.

Приравнивая эти потоки (уравнения 1 и 2), имеем

$$\alpha_D = \frac{D}{\Delta}, \quad \text{т.е.} \quad \Delta = \frac{D}{\alpha_D} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta}{\delta} = \frac{D}{\alpha_D \cdot \delta} = \frac{1}{Nu_D}, \quad (5.3)$$

где $Nu_D = \frac{\alpha_D \cdot \delta}{D}$ – диффузионный критерий Нуссельта;

δ – характерный линейный размер углеродной частицы.

Отсюда видно, что размер приведённой пограничной плёнки определяется условием:

$$\text{для плоской частицы} \quad \Delta = \frac{\delta}{Nu_D}; \quad (5.3^*)$$

$$\text{для сферической (шаровой) частицы} \quad \Delta = \frac{\delta}{Nu_D - 2}.$$

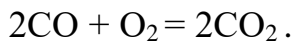
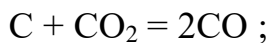
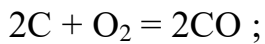
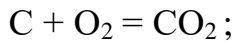
5.2.2. Схема горящего пограничного слоя (ГПС)

Рассмотрим наиболее простую задачу выгорания углерода – *сухую газификацию*, т.е. отсутствие в продуктах сгорания водяных паров H_2O .

В этом случае необходимо учесть одновременное протекание *трёх гетерогенных* реакций на углеродной поверхности (реакции 4.1, 4.2, 4.3) и *гомогенной* реакции горения CO в объёме около поверхности (реакция 4.4) при наличии *сопутствующих диффузионных процессов*.

Для упрощения расчётов можно ввести следующие *допущения*.

Допущение 1. Строго говоря, реакции (4.2, 4.3, 4.4) неизохоричны, т.е. протекают с изменением числа молей, а, следовательно, имеет место так называемый *стефановский поток*, вызывающий молярный перенос.

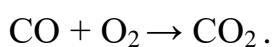
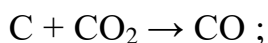
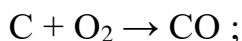
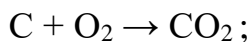


В этих условиях правильной было бы потоки компонент представить в виде:

$$G = G_D + w \cdot C ,$$

где w – скорость Стефанового потока.

Однако это существенно усложняет расчёты. Поэтому в дальнейшем будем пренебрегать изменением объёма при реагировании, заменяя действительные реакции *гипотетическими* с равным объёмом исходных и конечных веществ (без изменения числа молей):



Такое предположение значительно упрощает решение, при этом погрешность не превышает 15 % (Померанцев В.В., Хитрин Л.Н.).

Допущение 2. Кроме того, будем считать, что приведённая плёнка *изотермична* и находится в *стационарном* состоянии. Оба эти предположения достаточно справедливы для мелких частиц. Согласно экспериментальным исследованиям (*Кацнельсон Б.Д., Тимофеева Ф.А.*), для частиц размером около 0,1 мм разница температуры поверхности горячей частицы и окружающей среды даже в начальной части воздушного потока не превышает 100 °С. При этом стационарное состояния пограничного слоя наступает довольно быстро – время установления стационарного режима составляет примерно 1 % времени выгорания частицы данного размера.

Допущение 3. Рассмотрим случай *высокотемпературного* режима горения, при котором реакция протекает на поверхности настолько интенсивно, что кислород практически не проникает в поры углеродного массива, что позволяет не учитывать роль *внутреннего реагирования*.

Обозначим (для удобства) компоненты следующими индексами (рис. 5.2):

1 – O_2 ; 2 – CO_2 ; 3 – CO ; Δ – за пределами ППП (на внешней границе);
0 – на поверхности углеродной частицы.

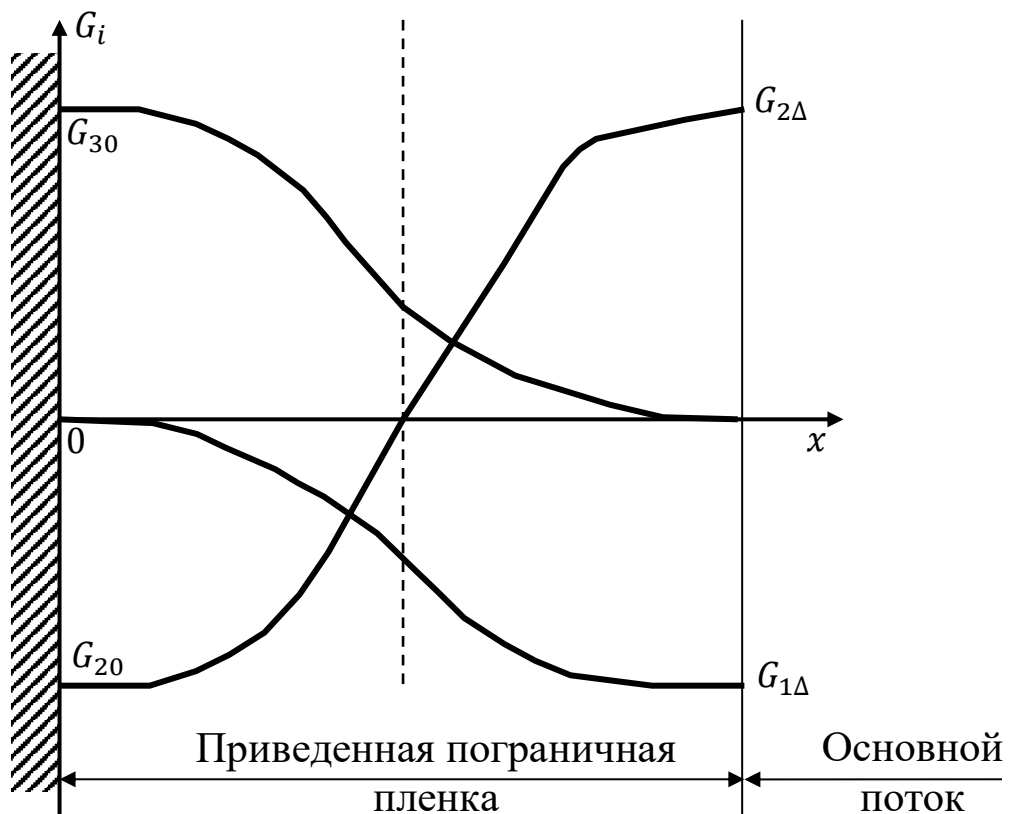
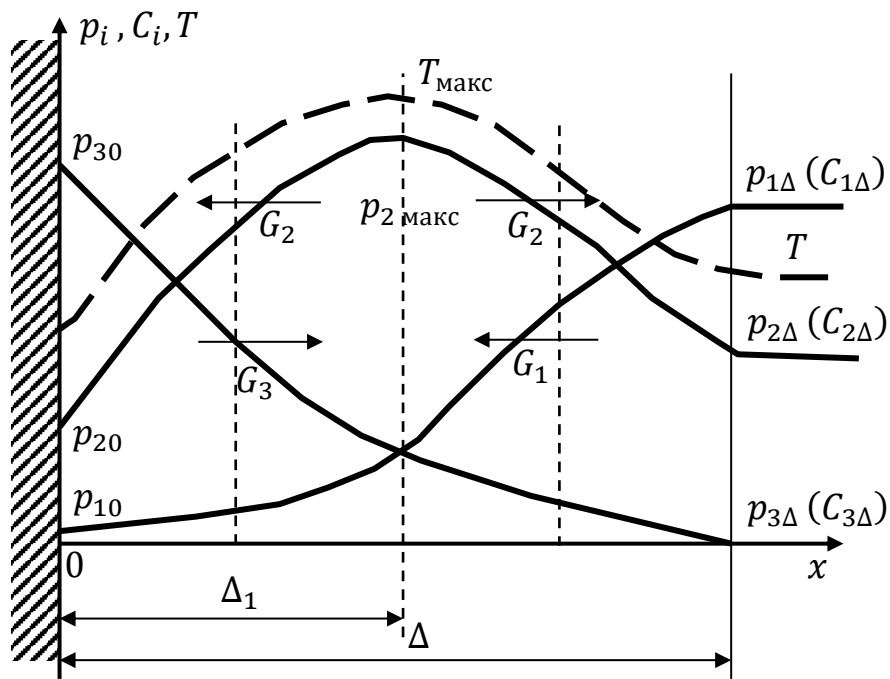


Рис. 5.2. Распределение парциальных давлений p_i , концентраций C_i , температуры T и потоков газовых компонентов G_i вблизи поверхности горячей углеродной частицы в случае её сухой газификации:

1 – O_2 , 2 – CO_2 , 3 – CO , 0 – на поверхности частицы, Δ – за пределами ППП.

Допустим, что O_2 достигает поверхности частицы (*в дальнейшем будет рассмотрен и другой вариант*), тогда его парциальное давление у поверхности равно p_{10} .

В окружающей среде, т.е. в ПС за пределами ППП, имеется определённое парциальное давление кислорода $p_{1\Delta}$, которое связано с концентрацией кислорода через RT :

$$C_{O_2} = \frac{p_{O_2}}{RT} = \frac{p_{1\Delta}}{RT}.$$

На поверхности протекают гетерогенные реакции 4.1, 4.2, 4.3, а в объёме – гомогенная реакция выгорания оксида углерода (реакция 4.4). При этом скорость реакции 4.4 определяется концентрацией (парциальным давлением) компоненты, находящейся в недостатке.

В пределах пограничного слоя возможно различное соотношение между парциальными давлениями CO и O_2 . Около углеродной поверхности кислород чаще всего находится в недостатке, а около внешней границы приведённой плёнки Δ , наоборот. Поэтому в первой области (на рис. 5.2 – слева) выгорание CO определяется *концентрацией кислорода*, а во второй (справа) – *концентрацией CO* .

В результате реакций 4.1, 4.2 на поверхности появятся два новых компонента CO_2 и CO . Причём, если поток O_2 (G_1) направлен в сторону падения концентрации O_2 (*к поверхности частицы*), то потоки CO_2 (G_2) и CO (G_3) двигаются в противоположном направлении (*от поверхности наружу*).

Образовавшийся (по первичной реакции 5.2 и вторичной реакции 4.3) CO начинает взаимодействовать с O_2 по реакции 4.4, следовательно, *градиент потока O_2 снижается* (поэтому получаем *кривую линию* в левой части рис. 5.2 б).

Линия CO также *кривая*, поскольку CO постоянно расходуется.

В области, где потоки изменяются (в результате встречных реакций), *градиенты переменны*.

В результате окисления CO по реакции 4.4 образуется CO_2 (в дополнение к потоку CO_2 , который образовался на поверхности по реакции 4.1), следовательно, парциальное давление CO_2 p_2 растёт (на рис. 5.2 а *слева*). Однако часть G_2 (поток CO_2) направляется обратно к поверхности, чтобы восстановиться по реакции 4.2 до CO (поэтому на рис. 5.2 а G_2 направлен в обе стороны).

На некотором расстоянии от поверхности (Δ_1) оксид углерода может догореть (см. рис. 5.2), т.е. $G_3 = 0$ ($p_3 = 0$, $C_{\text{CO}} = 0$). Правее этой области (от $x = \Delta_1$ до $x = \Delta$) потоки O_2 и CO_2 постоянны, равны между собой и направлены навстречу друг другу $G_1 = G_2 = \text{const}$ (рис. 5.2 б *справа*), т.е. $\text{grad } p_1 = \text{const}$ и $\text{grad } p_2 = \text{const}$, поэтому изменение парциальных давлений O_2 и CO_2 в зоне ($\Delta_1 - \Delta$) – *прямые* линии (рис. 5.2 а *справа*).

Максимуму кривой p_2 (C_2) удовлетворяет условие $p_1 = p_3$.

За пределами ППП в результате молярного переноса парциальные давления всех компонентов (O_2 и CO_2 , в данном случае) выравниваются, т.е. $p_1 = \text{const}$, $p_2 = \text{const}$, а $\text{grad } p_1 = \text{grad } p_2 = 0$.

Следует отметить, что сумма всех потоков в каждой точке равна нулю

$$\sum G_i = 0 .$$

Можно составить систему уравнений баланса потоков O_2 , CO_2 и CO в приведённой плёнке и получить выражения для граничных условий этих потоков вблизи поверхности углеродной частицы с учётом трёх гетерогенных реакций.

Приведённая на рис. 5.2 схема представляет собой схему с *горящим пограничным слоем* (далее будут рассмотрены и другие схемы).

5.2.3. Роль гомогенной реакции догорания СО. Критерий Семёнова

Если в пределах области $(0 - \Delta_1)$ выделить элемент dx , можно составить *уравнение баланса расхода кислорода*.

В область dx кислород поступает за счёт *диффузии* и расходуется на *догорание СО* по реакции 4.4.

Количество O_2 , израсходованного в элементе dx на реакцию 4.4 (с учётом того, что порядок реакции по кислороду $n = 1$)

$$dG_{1p} = -\frac{k_4}{RT} p_1 dx \quad , \quad (5.4)$$

где k_4 – константа скорости гомогенной реакции 5.4; $\frac{p_1}{RT}$ – концентрация кислорода C_1 . (индекс « p » – реакция).

В то же время, согласно закону молекулярной диффузии Фика (для плоского слоя) (в пределах ППП $(0 - \Delta)$ имеет место только молекулярный перенос вещества)

$$G_{1D} = -\frac{D}{RT} \frac{dp_1}{dx} \quad ;$$

(индекс « D » – диффузия),

а после дифференцирования по x

$$dG_{1D} = -\frac{D}{RT} \frac{d^2 p_1}{dx^2} dx \quad . \quad (5.5)$$

Если процесс *стационарный*, то

$$dG_1 = dG_{1p} = dG_{1D} \quad ,$$

т.е. количество поступившего за счёт диффузии O_2 равно количеству O_2 , израсходованного по реакции 4.4 (иначе не будет стационарности).

Приравняв (5.4) и (5.5)

$$-\frac{D}{RT} \frac{d^2 p_1}{dx^2} dx = -\frac{k_4}{RT} p_1 dx ,$$

приходим к уравнению

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} - \frac{k_4}{D} p_1 = 0 . \quad (5.6)$$

Решение уравнения (5.6) позволяет найти *распределение парциального давления O_2 p_1*

в зоне $x \leq \Delta_1$ (и поток O_2 G_1 в этой зоне) в виде

$$p_1 = A \cdot \exp\left(\frac{x}{\Delta} \sqrt{\frac{k_4 \cdot \Delta^2}{D}}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{x}{\Delta} \sqrt{\frac{k_4 \cdot \Delta^2}{D}}\right), \quad (5.7)$$

где A и B – постоянные, определяемые при *граничных условиях*

$$x = 0 \rightarrow p_1 = p_{10} ; \quad x = \Delta_1 \rightarrow p_1 = p_{1\Delta_1} .$$

Комплекс $\sqrt{\frac{k_4 \cdot \Delta^2}{D}}$, который получается при решении этого уравнения, по своему физическому смыслу характеризует *отношение потока вещества, поглощённого гомогенной реакцией догорания $CO + O_2 \rightarrow CO_2$ (4.4), к его диффузионному потоку*, т.е. практически *отражает борьбу двух процессов*.

Этот комплекс, позволяющий, по сути, оценить роль гомогенной реакции 4.4 в выгорании углеродной частицы, назван **критерием Н.Н.Семёнова***:

$$Se = \sqrt{\frac{k_4 \cdot \Delta^2}{D}} \quad \text{или} \quad Se = \frac{\sqrt{k_4 \cdot D}}{\alpha_D}, \quad (5.8)$$

т.к., согласно (5.3), $\Delta \approx \frac{D}{\alpha_D}$.

* Николай Николаевич Семёнов (1896-1986) - советский учёный, один из основоположников химической физики, единственный советский лауреат Нобелевской премии по химии (получил в 1956 г. совместно с Сирилом Хиншелвудом). Основные

научные достижения включают количественную теорию химических *цепных реакций*, теорию *теплового взрыва*, горения газовых смесей.

После интегрирования уравнения (5.7) получим *распределение парциального давления (концентрации) кислорода p_1 в области $0 \leq x \leq \Delta_1$:*

$$p_1 = \frac{p_{1\Delta} \cdot sh\left(Se \cdot \frac{x}{\Delta}\right) + p_{10} \cdot sh\left(Se \cdot \frac{\Delta_1 - x}{\Delta}\right)}{sh\left(Se \cdot \frac{\Delta_1}{\Delta}\right)}, \quad (5.9)$$

где
$$sh\left(Se \cdot \frac{x}{\Delta}\right) = \frac{\exp\left(Se \cdot \frac{x}{\Delta}\right) - \exp\left(-Se \cdot \frac{x}{\Delta}\right)}{2}.$$

Примечание: $sh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$ – гиперболический синус.

Поток кислорода G_1 в области $0 \leq x \leq \Delta_1$

$$\begin{aligned} G_1 &= -\frac{D}{RT} \cdot \frac{dp_1}{dx} = \\ &= -\frac{\alpha_D}{RT} \cdot \frac{Se}{sh\left(Se \cdot \frac{\Delta_1}{\Delta}\right)} \cdot \left[p_{1\Delta_1} \cdot ch\left(Se \cdot \frac{x}{\Delta}\right) - p_{10} \cdot ch\left(Se \cdot \frac{\Delta_1 - x}{\Delta}\right) \right]. \quad (5.10) \end{aligned}$$

Примечание: $ch(x) = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$ – гиперболический косинус.

Учитывая то, что кислород на поверхности углеродного массива расходуется в соответствии с реакциями 4.1, 4.2 с константами k_1 и k_2 , получим выражение, определяющее *поток кислорода на поверхности частицы G_1* , т.е. при $x = 0$:

$$G_{10} = -\frac{\alpha_D}{RT} \cdot \frac{Se}{sh\left(Se \cdot \frac{\Delta_1}{\Delta}\right)} \cdot \left[p_{1\Delta_1} - p_{10} \cdot ch\left(Se \cdot \frac{\Delta_1}{\Delta}\right) \right] = -\frac{k_1 + k_2}{RT} p_{10}. \quad (5.11)$$

Примечание: согласно кинетике $G_{10} = -(k_1 + k_2) \cdot C_{10}$, а $\frac{P_{10}}{RT} = C_{10}$.

Комплексы $\frac{k_1}{\alpha_D}$ и $\frac{k_2}{\alpha_D}$, которые получаются из этого соотношения, имеют смысл *диффузионно-химических (диффузионно-кинетических) критериев подобия* на границе области и получили названия *химического критерия Нуссельта* (по аналогии с тепловым и диффузионным критериями Nu)

$$Nu_{хим} = \frac{k_i}{\alpha_D} = N_i .$$

Для трёх гетерогенных реакций имеем, соответственно: N_1, N_2, N_3 .

Тогда из (5.11) получаем *концентрацию (парциальное давление) кислорода у поверхности p_{10}*

$$p_{10} = \frac{P_{1\Delta_1}}{ch\left(Se \cdot \frac{\Delta_1}{\Delta}\right) + \frac{N_1 + N_2}{Se} \cdot sh\left(Se \cdot \frac{\Delta_1}{\Delta}\right)} . \quad (5.12)$$

Аналогично можно получить выражения для *концентраций (парциальных давлений) и потоков на внешней границе* приведённой плёнки, соответственно $p_{i\Delta}$ и $G_{i\Delta}$.

Эти потоки и определяют интенсивность выгорания углерода G_C , расход окислителя и соотношение количеств CO и CO₂, выходящих за пределы пограничной плёнки.

Решения приводятся в справочной литературе в виде

$$G_C = f(Se, p_i, N_i).$$

Однако трансцендентность* и громоздкость получающихся выражений в случае общего решения затрудняет их использование при обработке опытных данных и при расчётах.

*Трансцендентность – это философский термин, характеризующий то, что принципиально недоступно опытному познанию или не основано на опыте.

В связи с этим целесообразно рассмотреть некоторые *частные случаи*, характерные для разных условий горения топлива (в зависимости от критерия Семёнова), в которых конечные выражения значительно упрощаются.

С ростом температуры, т.е. с возрастанием скорости догорания CO (и H_2 – в случае «мокрой газификации»), а также с увеличением толщины пограничного слоя кислород всё в большей степени расходуется на догорание CO (и H_2) в пределах приведённой плёнки. При этом можно выделить *три случая (три режима горения*, в зависимости от величины критерия Se).

1. *Кислород*, несмотря на взаимодействие с CO (и H_2), *достигает поверхности частицы* (см. рис. 5.2), в результате чего может протекать его прямое взаимодействие с углеродом кокса. Этот случай обычно называют схемой *горящего пограничного слоя ГПС* (он как раз и был рассмотрен выше). Схема горящего (одинарного) пограничного слоя имеет место при значениях критерия Семёнова $0,4 < \text{Se} < 2$, когда при анализе *необходимо учитывать горение CO* (и H_2) в пределах приведённой плёнки.

2. *Кислород не достигает* углеродной поверхности, расходуясь полностью в пределах приведённой плёнки *на догорание CO* (и H_2). В этом случае выгорание углерода происходит только по *восстановительным реакциям* $\text{C} + \text{CO}_2 = 2\text{CO}$ (и $\text{C} + \text{H}_2\text{O} = \text{CO} + \text{H}_2$). При этом пограничный слой делится на *негорящую* и *горящую* зоны, причём область горения располагается *внутри* приведённой плёнки между двумя зонами, в которых горение отсутствует (см. рис. 5.4). Такую схему выгорания называют схемой *двойного горящего пограничного слоя ДГПС*. Переход к схеме двойного горящего пограничного слоя начинается при значении критерия Семёнова $\text{Se} > 2$. Если же $\text{Se} > 10$, то зона взаимодействия CO (и H_2) с O_2 становится настолько *тонкой*, что в конце концов превращается в *поверхность*, т.е. реакции будут протекать не во всём объёме приведённой

плёнки, а на какой-то поверхности горения внутри приведённой плёнки ($Se \rightarrow \infty$).

3. *Скорость горения CO (и H₂) невелика, и, следовательно, их горение в пределах приведённой плёнки практически не влияет на распределение концентраций компонентов, прежде всего кислорода. Таким образом, в пределах приведённой плёнки протекают только диффузионные процессы, оксид углерода CO (и водород H₂) выходит из приведённой плёнки и сгорает в газовом потоке. Эту схему называют схемой с **негорящим пограничным слоем НПС** (см. рис. 5.3). Схему негорящего пограничного слоя можно применять для анализа процесса горения при $Se < 0,4$, когда горением CO (и H₂) в пределах приведённой плёнки можно пренебречь.*

Далее эти случаи будут рассмотрены более подробно.

5.2.4. Негорящий пограничный слой

Как уже отмечалось, при горении мелких пылеугольных частиц в условиях умеренных температур (примерно до 1400 °С) скорость реакции горения CO (*опять-таки для простоты будем рассматривать сухую газификацию*) в пограничном слое ничтожно мала, и этим процессом можно пренебречь. Оксид углерода, таким образом, выносится за пределы приведённой плёнки и сгорает в газовом потоке. Такую схему горения принято называть схемой *с негорящим пограничным слоем (НПС)*, и ей характерны малые значения критерия Семёнова $Se < 0,4$.

Распределение парциальных давлений и потоков компонентов для НПС представлено на рис. 5.3 (*пунктирные линии будут пояснены позже*).

Пояснения к рис. 5.3

Поскольку реакцией 4.4 (догорание CO) в пределах ППП *можно пренебречь*, потоки компонентов сохраняются *неизменными* по всей ширине пограничного слоя:

$$G_{i0} = G_{i\Delta},$$

а, следовательно, распределение концентраций (парциальных давлений) реагентов в приведённой плёнке (0 - Δ) *линейное* (для плоской задачи, при отсутствии молярного переноса в изотермичном слое) (см. рис. 5.3).

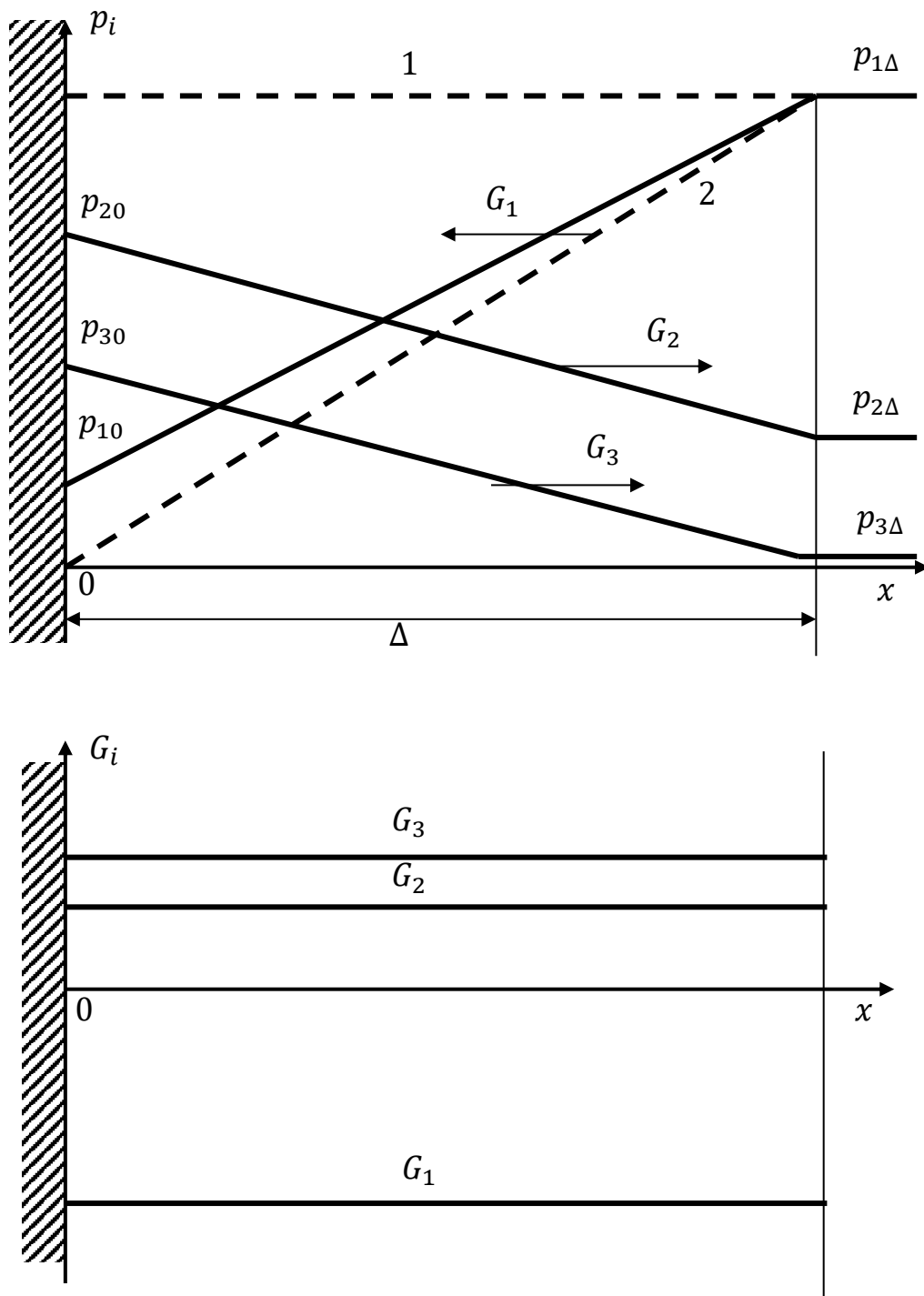
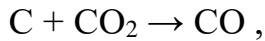
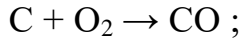
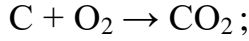


Рис. 5.3. Распределение парциальных давлений и потоков компонентов у поверхности горячей углеродной частицы в негорящем пограничном слое

Пунктирные линии: 1 – кинетическая область; 2 – диффузионная область
 Индексы: 1 – O_2 , 2 – CO_2 , 3 – CO , 0 – на поверхности частицы,
 Δ – за пределами ППП.

В результате протекания гетерогенных реакций (4.1, 4.2) на поверхности частицы образуются CO_2 и CO (соответственно, парциальные давления p_{20} и p_{30}), потоки которых (G_2 и G_3) начинают диффундировать навстречу потоку O_2 (G_1), при этом $G_2 + G_3 = G_1$.

Набор гипотетических реакций в этом случае будет следующим:



а расчётные формулы значительно упрощаются.

Постановка задачи

Исходные данные: парциальное давление (концентрация) компонентов за пределами ППП – O_2 $p_{1\Delta}$, CO_2 $p_{2\Delta}$, CO $p_{3\Delta}$ (допустим, что концентрация CO в окружающей среде пренебрежительно мала, т.е. $p_{3\Delta} \approx 0$).

Цель: определить парциальные давления компонентов на поверхности частицы O_2 p_{10} , CO_2 p_{20} , CO p_{30} , потоки компонентов G_1 , G_2 , G_3 и удельный расход углерода с поверхности частицы G_C .

Кислород

В этих условиях *поток кислорода, проходящий через приведённую плёнку, расходуется на поверхности частицы по реакциям (4.1, 4.2) с константами k_1 и k_2 , и баланс потока O_2 описывается равенством*

$$G_1 = -\frac{\alpha_D}{RT}(p_{1\Delta} - p_{10}) = -\frac{k_1}{RT} p_{10} - \frac{k_2}{RT} p_{10}, \quad (5.13)$$

откуда при известном парциальном давлении кислорода в топочном объёме $p_{1\Delta}$ находим p_{10} (концентрация кислорода у поверхности частицы)

$$\alpha_D(p_{1\Delta} - p_{10}) = p_{10}(k_1 + k_2) \rightarrow \frac{k_1 + k_2}{\alpha_D} + 1 = \frac{p_{1\Delta}}{p_{10}} \rightarrow$$

$$p_{10} = \frac{p_{1\Delta}}{1 + \frac{k_1}{\alpha_D} + \frac{k_2}{\alpha_D}} \quad \text{или} \quad p_{10} = \frac{p_{1\Delta}}{1 + N_1 + N_2}, \quad (5.14)$$

где $N_i = \frac{k_i}{\alpha_D}$ – диффузионно-кинетические критерии подобия (уже упомянутые выше).

Подставив (5.14) в (5.13), можно найти *поток O_2 через приведённую плёнку*

$$G_1 = -\frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{N_1 + N_2}{1 + N_1 + N_2}. \quad (5.15)$$

Углекислота CO_2

Поток углекислоты CO_2 , образующейся на поверхности частицы по реакции (4.1) и поглощаемой по реакции (4.3), равен его диффузионному потоку через приведённую плёнку

$$G_2 = \frac{\alpha_D}{RT} (p_{20} - p_{2\Delta}) = \frac{k_1}{RT} p_{10} - \frac{k_3}{RT} p_{20}, \quad (5.16)$$

откуда *парциальное давление CO_2 у поверхности частицы p_{20}* при известном $p_{2\Delta}$

$$p_{20} = \frac{p_{1\Delta} \cdot \frac{N_1}{1 + N_1 + N_2} + p_{2\Delta}}{1 + N_3}. \quad (5.17)$$

Подставив (6.17) в (6.18), получим *поток CO_2 через плёнку*

$$G_2 = -\frac{\alpha_D}{RT} \cdot \frac{p_{2\Delta} \cdot N_3 (1 + N_1 + N_2) - p_{1\Delta} \cdot N_1}{(1 + N_3)(1 + N_1 + N_2)}. \quad (5.18)$$

Оксид углерода

Для определения концентрации и потока CO целесообразно сделать допущение, что концентрация CO в топочном объёме пренебрежительно мала. Тогда баланс потока CO через плёнку представится в виде

$$G_3 = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{30} = \frac{k_2}{RT} p_{10} + \frac{k_3}{RT} p_{20} , \quad (5.19)$$

откуда *парциальное давление оксида углерода CO* у поверхности частицы p_{30} (при подстановке p_{10} (5.14) и p_{20} (5.17) в (5.19))

$$\begin{aligned} p_{30} &= N_2 p_{10} + N_3 p_{20} = \\ &= \frac{p_{2\Delta} \cdot N_3 (1 + N_1 + N_2) + p_{1\Delta} \cdot [N_2 (1 + N_3)] + N_1 N_3}{(1 + N_3)(1 + N_1 + N_2)} . \end{aligned} \quad (5.20)$$

Поток CO через плёнку получаем, подставляя (6.20) в (6.19)

$$G_3 = \frac{2\alpha_D}{RT} \cdot \frac{p_{2\Delta} \cdot N_3 (1 + N_1 + N_2) + p_{1\Delta} \cdot [N_2 (1 + N_3)] + N_1 N_3}{(1 + N_3)(1 + N_1 + N_2)} . \quad (5.21)$$

Примечание*: Откуда в (5.21) появился коэффициент 2 ?

Принятие гипотетических реакции, идущих без изменения объёма (числа молей), автоматически приводит к равенству молярных объёмов кислорода и углерода, т.е.

$$G_C = -G_1 = G_2 + G_3 .$$

В действительности же, в соответствии со стехиометрическими соотношениями

$$G_C = -G_1 = G_2 + 0,5G_3 . \quad (5.22)$$

Этим и объясняется наличие коэффициента 2 в выражении (5.21).

Удельный *расход углерода с поверхности частицы* по (5.22) с учётом (5.15)

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{N_1 + N_2}{1 + N_1 + N_2} . \quad (5.23)$$

Если же считать, что горение углерода описывается итоговой реакцией (4.1), то уравнение (5.23) *упрощается*:

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{N_1 + N_2}{1 + N_1 + N_2} = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{N_1}{1 + N_1} = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{k_1}{\alpha_D \left(1 + \frac{k_1}{\alpha_D}\right)} =$$

$$= \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{k_1}{\alpha_D + k_1} \quad (5.23^*)$$

Полученные соотношения позволяют рассчитать потоки компонент (O_2 , CO_2 , CO) и распределение концентраций (парциальных давлений) в приведённой плёнке (при сухой газификации), а также найти количество углерода, выгоревшего в единицу времени.

Проанализируем полученные результаты.

- Если N_1 , N_2 и $N_3 \ll 1$, т.е. скорости химических реакций поглощения существенно ниже интенсивности диффузионного переноса массы через ППП, то *парциальное давление O_2 по всей плёнке одинаково и равно $p_{1\Delta}$* (рис. 5.3 – *горизонтальная пунктирная линия*). Такое горение называют *кинетическим*, т.к. скорость процесса горения определяется *кинетикой* реакций (4.1, 4.2).

Тогда из (5.23*) удельный *расход углерода с поверхности частицы в кинетической области* (при $k_1 \ll \alpha_D$)

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{k_1}{\alpha_D + k_1} = \frac{k_1}{RT} \cdot p_{1\Delta} \quad (5.23^{**})$$

- При $N_i \gg 1$ ($N_i \rightarrow \infty$), т.е. когда интенсивность диффузионного переноса мала, а скорости реакций (4.1, 4.2) велики, *парциальное давление O_2 на поверхности частицы $p_{10} \rightarrow 0$* . Это *диффузионная* горение, т.к. скорость выгорания углерода определяется интенсивностью *диффузии* кислорода через плёнку.

Тогда из (5.23) получаем удельный *расход углерода с поверхности частицы в диффузионной области* (при $N_i \rightarrow \infty$)

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{k_1}{\alpha_D + k_1} = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \quad (5.23^{***})$$

Примечание*: все формулы (5.23) для определения расхода углерода – упрощённые, т.к. не учитывают реакцию (4.3).

5.2.5. Двойной горящий пограничный слой

Рассмотрим выгорание углеродной частицы по схеме ДГПС (*при сухой газификации*, т.е. при отсутствии H_2O). При этом диффузионный поток кислорода *не достигает* углеродной поверхности, расходуясь полностью в пределах приведённой плёнки на догорание CO , а пограничный слой (ППП) можно разделить на *негорящую* и *горящую* зоны, причём область горения располагается внутри приведённой плёнки между двумя зонами, в которых горение отсутствует.

Рассмотрим в качестве примера *простейший случай* ДГПС, когда температура процесса настолько высока, что *скорость реакции горения CO бесконечно велика* (согласно закону Аррениуса) по сравнению с низкой интенсивностью диффузионного переноса ($k_4 \gg \alpha_D$),

$$\text{т.е. } Se = \frac{\sqrt{k_4 \cdot D}}{\alpha_D} \rightarrow \infty.$$

Тогда зона взаимодействия CO и O_2 становится бесконечно тонкой, т.е. реагирование происходит на какой-то *поверхности горения* (с координатой Δ_1) внутри пограничного слоя, на которой поток O_2 встречается с потоком CO и полностью расходуется на его выгорание (рис. 5.4).

Таким образом, ППП можно разделить на 2 области: *окислительная* (вблизи внешней границы плёнки) и *восстановительная* (бескислородная) (вблизи поверхности частицы, где кислород отсутствует).

1 - Горение протекает по двум реакциям: выгорание углерода происходит только по *восстановительной реакции* (4.3) $C + CO_2 = 2CO$, а догорание окиси углерода CO – по реакции (4.4) $2CO + O_2 = 2CO_2$, – которые могут быть заменены *итоговой реакцией* $C + O_2 = CO_2$.

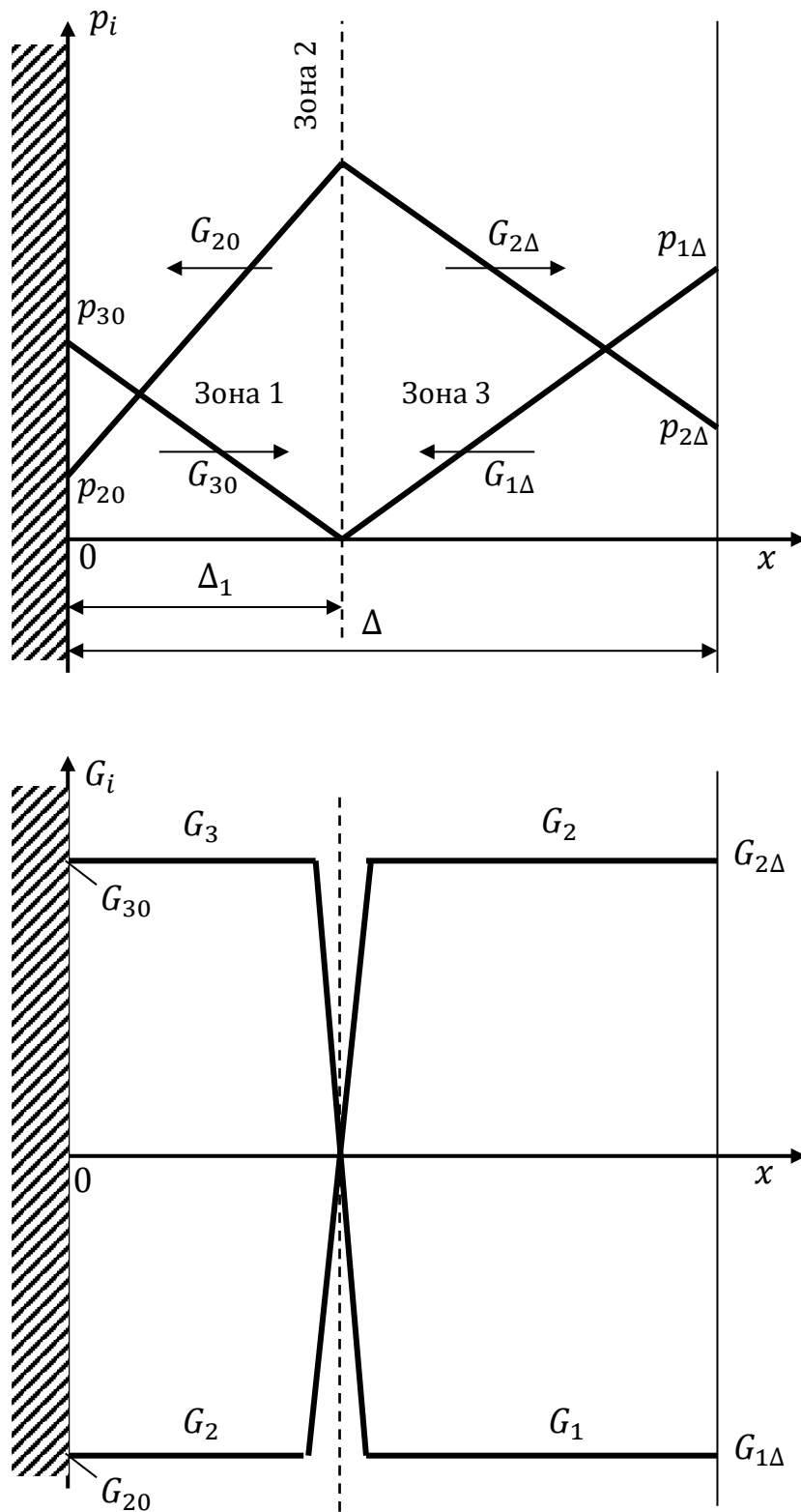


Рис. 5.4. Распределение парциальных давлений и потоков компонентов у поверхности горячей углеродной частицы в двойном горящем пограничном слое (ДГПС)

Индексы: 1 – O_2 , 2 – CO_2 , 3 – CO ,
 0 – на поверхности частицы, Δ – за пределами ППП.

Следовательно, поток углекислого газа CO_2 , покидающий пограничный слой, равен потоку кислорода O_2 , поступающему в плёнку, т.е. $|\mathbf{G}_{1\Delta}| = |\mathbf{G}_{2\Delta}|$ (см. рис. 5.4 – нижняя часть).

2 - Поток CO с начальным парциальным давлением p_{30} до плоскости Δ_1 идёт беспрепятственно ($\mathbf{G}_3 = \text{const}$) и в плоскости $x = \Delta_1$ $p_{3\Delta_1} = 0$ (см. рис. 5.4).

3 - Концентрация (парциальное давление) O_2 $p_{1\Delta}$ уменьшается линейно и в плоскости Δ_1 $p_{1\Delta_1} = 0$ (см. рис. 5.4).

Постановка задачи

При известных концентрациях (парциальных давлений) компонентов в окружающей среде (кислорода O_2 $p_{1\Delta}$ и углекислого газа CO_2 $p_{2\Delta}$) определить:

- парциальные давления CO_2 и CO у поверхности частицы p_{20} и p_{30} ,
- соответствующие потоки \mathbf{G}_1 , \mathbf{G}_2 , \mathbf{G}_3 ,
- удельный поток углерода с поверхности частицы \mathbf{G}_c ,
- толщину бескислородной (восстановительной) зоны Δ_1 .

Допустим, что,

во-первых, парциальное давление CO_2 в топочном объёме пренебрежимо мало (по сравнению с $p_{2\Delta}$) $p_{2\Delta} \approx 0$ (см. рис. 5.5) (это несколько упростит расчёт, а суть не меняется),

а, во-вторых, пренебрегая сферичностью частицы, будем считать её плоской стенкой (это допустимо и даёт малую погрешность).

1. В окислительной зоне $\Delta_1 \leq x \leq \Delta$ потоки диффундирующих компонентов (кмоль/(м²·с):

$$\text{кислород } \text{O}_2 \quad G_{1\Delta} = -\frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta} - p_{1\Delta_1}}{\Delta - \Delta_1} = -\frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{\Delta - \Delta_1},$$

$$\text{углекислота } \text{CO}_2 \quad G_{2\Delta} = \frac{D}{RT} \frac{p_{2m} - p_{2\Delta}}{\Delta - \Delta_1} = \frac{D}{RT} \frac{p_{2m}}{\Delta - \Delta_1} .$$

Учитывая ранее принятое положение (1) $\mathbf{G}_{1\Delta} = \mathbf{G}_{2\Delta}$ (по модулю):

$$G_{1\Delta} = \frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{\Delta - \Delta_1} = \frac{D}{RT} \frac{p_{2m}}{\Delta - \Delta_1} , \quad (5.24)$$

где Δ_1 – толщина зоны ППП, в которой отсутствует кислород;

p_{2m} – максимальная концентрация CO_2 в ППП (см. рис. 5.5).

Из уравнения (5.24) вытекает $p_{1\Delta} = p_{2m}$.

2. Для условий у поверхности частицы ($x = 0$) можно записать равенство потоков углекислоты CO_2 , диффундирующей к поверхности из зоны горения CO и поглощаемой восстановительной реакцией 4.3 (кмоль/(м²·с):

$$G_{20}^D = -\frac{D}{RT} \frac{p_{2m} - p_{20}}{\Delta_1} = -\frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta} - p_{20}}{\Delta_1} ,$$

$$G_{20}^k = -\frac{k_3}{RT} p_{20} ,$$

$$\frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta} - p_{20}}{\Delta_1} = \frac{k_3}{RT} p_{20} . \quad (5.25)$$

Отсюда парциальное давление CO_2 у поверхности частицы

$$p_{20} = \frac{p_{1\Delta}}{1 + \frac{\Delta_1 k_3}{D}} = \frac{p_{1\Delta}}{1 + \frac{\Delta_1}{\Delta} \cdot N_3} , \quad (5.26)$$

при условии, что для плоской поверхности $\alpha_D = \frac{D}{\Delta}$.

3. Согласно стехиометрической реакции 4.3 $\text{C} + \text{CO}_2 = 2\text{CO}$ в бескислородной зоне $0 \leq x \leq \Delta_1$ поток образующегося оксида углерода CO в два раза больше потока CO_2

$$| \mathbf{G}_{30} | = 2 | \mathbf{G}_{20} | \rightarrow$$

$$G_{30} = \frac{D}{RT} \frac{p_{30}}{\Delta_1} = 2 \frac{k_3}{RT} p_{20}, \quad (5.27)$$

откуда *парциальное давление CO у поверхности частицы*

$$p_{30} = \frac{2p_{1\Delta} \cdot \frac{\Delta_1 k_3}{D}}{1 + \frac{\Delta_1 k_3}{D}} = \frac{2p_{1\Delta} \cdot \frac{\Delta_1}{\Delta} \cdot N_3}{1 + \frac{\Delta_1}{\Delta} \cdot N_3}. \quad (5.28)$$

4. Толщина бескислородной зоны

Поток оксида углерода G_{30} , согласно стехиометрической реакции (4.4) $2CO + O_2 = 2CO_2$, должен быть в 2 раза больше потока кислорода $G_{1\Delta}$, т.е. $G_{30} = |2G_{1\Delta}|$.

Исходя из формул (5.24) и (5.27):

$$2 \frac{k_3}{RT} p_{20} = 2 \frac{D}{RT} \frac{p_{1\Delta}}{\Delta - \Delta_1}. \quad (5.29)$$

Подставляя p_{20} из (5.26) в (5.29), после несложных преобразований определяем толщину участка, на котором отсутствует кислород:

$$\Delta_1 = 0,5 \left(\Delta - \frac{D}{k_3} \right),$$

или, учитывая, что $\alpha_D = \frac{D}{\Delta}$, получаем

$$\frac{\Delta_1}{\Delta} = 0,5 \left(1 - \frac{\alpha_D}{k_3} \right) = 0,5 \left(1 - \frac{1}{N_3} \right). \quad (5.30)$$

Проанализируем выражение (6.30).

Очевидно, что толщина бескислородной зоны Δ_1 должна быть положительной и меньше Δ , т.е. $0 < \Delta_1 < \Delta$, или $0 < \frac{\Delta_1}{\Delta} < 1$. Это возможно только при $N_3 > 1$.

Если $N_3 \rightarrow 1$, то $\Delta_1 \rightarrow 0$, т.е. область горения CO максимально приближается к поверхности частицы.

При $N_3 \rightarrow \infty$, т.е. когда скорость реакции горения существенно превышает скорость диффузионного переноса массы, а процесс выгорания углеродной частицы определяется диффузией кислорода через ППП, имеет место диффузионная область горения, в которой $\Delta_1 \rightarrow 0,5\Delta$ (см. рис. 5.5).

Поток углекислоты G_{20} у поверхности частицы получаем, подставив (5.26) в (5.25)

$$G_{20} = -2 \frac{\alpha_D}{RT} \frac{k_3}{k_3 + \alpha_D} p_{1\Delta} = -\frac{\alpha_D}{RT} \frac{N_3}{N_3 + 1} 2p_{1\Delta}. \quad (5.31)$$

Поток кислорода $G_{1\Delta} = G_{20}$.

Поток оксида углерода $G_{30} = 2 | G_{20} |$.

Количество выгоревшего углерода в этих условиях равно подводимой к поверхности углекислоты (по реакции $C + CO_2 = 2CO$):

$$G_C = G_{20}.$$

Если горение протекает в диффузионной области ($k_3 \gg \alpha_D$, $N_3 \rightarrow \infty$), получим

$$G_C = 2 \frac{\alpha_D}{RT} p_{1\Delta}. \quad (5.32)$$

Сопоставляя полученные результаты для ДГПС (формула 5.32) с данными окислительного горения до образования CO_2 в диффузионной области для НПС (формула 5.23*), получаем, что скорость выгорания углерода как бы в 2 раза выше при ДГПС. Это объясняется сокращением в 2 раза пути диффузии O_2 при одинаковой интенсивности диффузионного переноса (ведь $\Delta_1 \rightarrow 0,5\Delta$).

Для случая, когда концентрация CO_2 в топочном объёме конечна (а не пренебрежимо мала, как это предполагалось выше), относительная толщина восстановительной области получается в следующем виде:

$$\frac{\Delta_1}{\Delta} = \frac{p_{1\Delta} + p_{2\Delta}}{2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}} \left(1 - \frac{p_{1\Delta}}{2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}} \frac{1}{N_3} \right), \quad (5.33)$$

а условия существования ДГПС имеет вид

$$\frac{p_{1\Delta}}{2p_{1\Delta} + p_{2\Delta}} \frac{1}{N_3} < 1. \quad (5.34)$$

Выводы

Резюмируя всё вышеизложенное (механизм горения углерода кокса, теория приведённой пограничной плёнки, схемы горения, области горения), можно сделать заключение, что все схемы сводятся к нахождению G_I , т.к. легче рассчитать диффузионные потоки кислорода.

Итоговой реакцией горения углерода является $C + O_2 = CO_2$, т.е. количество молей сгоревшего углерода равно количеству молей израсходованного кислорода, следовательно, можно найти *удельную скорость горения углерода*.

Удельная скорость горения углерода

$$G_C = f(\text{область горения, схема горения}).$$

Схема горения определяется критерием Se , который указывает, какую роль в процессе горения играет реакция (4.4) – реакция догорания CO у поверхности частицы; от неё зависит, доберётся ли O_2 до поверхности или израсходуется в ППП. Во втором случае механизм горения другой: углерод газифицируется (по реакции $C + CO_2 = 2CO$) и реагирует вблизи поверхности с кислородом (по реакции $2CO + O_2 = 2CO_2$).

5.3. Условия выгорания углеродной частицы

Используя данные анализа выгорания углерода кокса, можно оценить *условия (область горения и схема, или механизм, горения) и время выгорания коксовой частицы*.

Анализ схем горения коксовой частицы

Вернёмся к схемам горения, разработанным на основе теории приведённой пограничной плёнки.

Горящий пограничный слой

Схеме горящего пограничного слоя соответствуют значения критерия Семёнова в диапазоне $0,4 < Se < 2$, когда при анализе *необходимо учитывать горение CO* в пределах ППП. Такая схема горения коксовой частицы возможна при сравнительно невысоких температурах в топке $t_{\text{заг}} \approx 1400 \div 1800$ °С и небольшой толщине пограничного слоя и характерна для большинства слоевых топок (при $\delta = 1 \div 10$ мм).

Двойной горящий пограничный слой

Переход к схеме ДГПС начинается при значении критерия Семёнова $Se > 2$. Если же $Se > 10$, то реакции будут протекать не во всём объёме ППП, а на какой-то поверхности горения внутри приведённой плёнки (при этом $Se \rightarrow \infty$). Подобная схема обычно протекает при высокой температуре процесса ($t_{\text{заг}} > 1800$ °С) и горении довольно крупных частиц или при слоевом сжигании крупных кусков ($\delta > 10$ мм).

Негорящий пограничный слой

В пределах ППП протекают только диффузионные процессы, оксид углерода выходит из пограничного слоя и сгорает в газовом потоке. Схема негорящего пограничного слоя применяется для анализа процесса горения при $Se < 0,4$, когда горением CO в пределах приведённой плёнки можно пренебречь. Такой случай имеет место при горении мелких угольных частиц в условиях умеренных топочных температур ($1200 \div 1400$ °С), характерных для большинства существующих пылеугольных топок.

Итак, *схемы горения*:

$Se < 0,4$ – негорящий ПС;

$0,4 < Se < 2$ – горящий ПС;

$Se > 2$, или $\left(\frac{1}{Se} + \frac{1}{2N_3}\right) \leq 0,5$ – переход к ДГПС;

$Se > 10 \rightarrow \infty$ – двойной ГПС.

5.3.1. Анализ областей горения коксовой частицы

Область горения определяется диффузионно-кинетическим критерием Нуссельта N_i :

$$N_i = \frac{R_{диф}}{R_{кин}} = \frac{1}{\alpha_D} : \frac{1}{k_i} = \frac{k_i}{\alpha_D},$$

где i – порядковый номер реакции; k – константа скорости;

α_D – коэффициент массообмена.

Обычно область горения определяется по сумме *диффузионно-кинетических* критериев реакций 1 и 2: $\sum(N_1 + N_2)$:

$(N_1 + N_2) < 0,1$ – *кинетическая область*;

$(N_1 + N_2) > 10$ – *диффузионная область*;

$0,1 \leq (N_1 + N_2) \leq 10$ – *промежуточная область*.

Таким образом, *удельная скорость горения углерода*

$$G_C = f(Se, N_1, N_2, N_3),$$

т.е. для того, чтобы определить область горения и схему, необходимо знать константы скорости k_i и коэффициент массообмена α_D .

Обычно заранее известны:

- вид топлива,
- размеры частиц (*гранулометрический состав*),
- условия протекания процесса (*температура и давление*),
- состав среды, в которой происходит выгорание.

На основе этих данных определяются *кинетические константы и условия массообмена*.

Схематично алгоритм решения можно представить в следующем виде:

1. $E_i (E_1, E_2) \rightarrow k_{0i} \rightarrow k_i^*$
2. $W_{вит}^{**} \rightarrow Re \rightarrow Nu_D \rightarrow \alpha_D \dots \rightarrow N_i \rightarrow N_1+N_2 \rightarrow \text{область горения}$
3. $k_4 \rightarrow Se \rightarrow \text{схема (механизм) горения}$

Примечания

* – Для определения константы скорости химической реакции k_i необходимо знать температуру частицы T_c .

** – Скорость витания частиц определяется с помощью критериев Кирпичёва Ki и Шиллера Sch .

Представим *диаграмму*, полученную на основе расчётного анализа областей протекания процесса горения для разных видов топлива в координатах: размер частиц δ – температура процесса T (рис. 5.5).

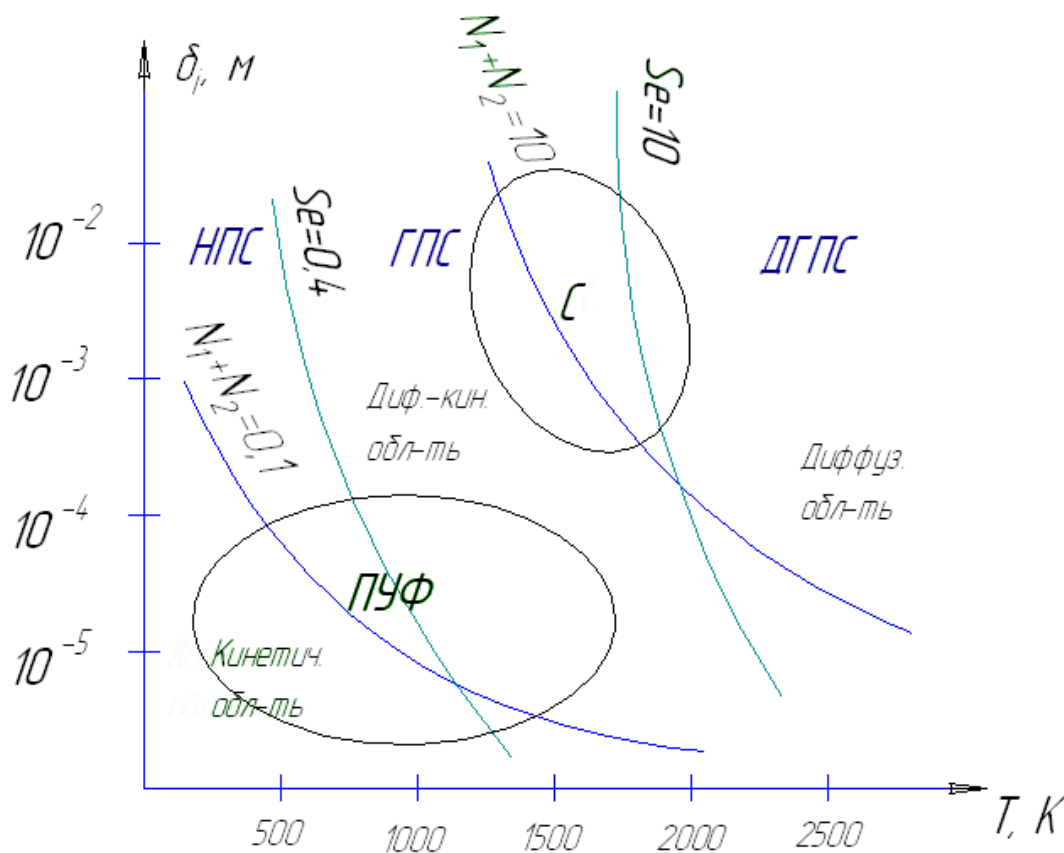


Рис. 5.5. Расчётные области протекания процесса горения различных видов топлива

Как видно из рис. 5.5, горение *мелких частиц* во всём диапазоне топочных температур протекает по схеме НПС в *кинетической* и *промежуточной* областях.

При увеличении размера частиц и температуры процесса возрастает вероятность смещения процесса в *диффузионную* область, а горение протекает либо по схеме ГПС или ДГПС.

На диаграмме схематично обозначены зоны горения *пылеугольного факела* (ПУФ) и *слоевого сжигания*.

ПУФ – кинетическая и промежуточная области горения;

Слоевое сжигание – диффузионная область (высокие температуры → высокая скорость химической реакции → определяющий фактор – интенсивность диффузионных массообменных процессов).

5.4. Время горения углеродной частицы

Если определены *область* и *схема* выгорания углеродной частицы, то можно перейти к определению *времени её выгорания*.

Изменение размеров частицы в процессе горения можно найти из уравнения *материального баланса*, определяющего количество молей выгоревшего за время $d\tau$ углерода.

Будем считать, что частица имеет форму шара диаметром δ . За время $d\tau$ частица за счёт реагирования на своей внешней поверхности выгорела, и её размер стал равным $(\delta - d\delta)$, т.е. толщина выгоревшей корочки $d\delta/2$. Следовательно, можно посчитать, какой объём выгорел за время $d\tau$.

Таким образом, уравнение материального баланса

$$\pi\delta^2 \cdot \frac{d\delta}{2} \cdot \rho_c \cdot \frac{1}{\mu_c} = -G_c \cdot \pi\delta^2 \cdot d\tau ,$$

откуда
$$d\tau = -\frac{\rho_c}{2\mu_c} \cdot \frac{d\delta}{G_c} . \quad (5.35)$$

где $\pi\delta^2 \cdot \frac{d\delta}{2} \cdot \rho_C$ – объём выгоревшего углерода, м³; ρ_C – плотность углерода, кг/м³; μ_C – молекулярная масса углерода, кг/кмоль; $\pi\delta^2$ – площадь реакционной поверхности, м²; G_C – скорость выгорания углерода, или количество молей, выгоревших с единицы реакционной поверхности в единицу времени, кмоль/(м²·с).

Знак «–» означает, что в процессе горения с течением времени размер частицы уменьшается.

В уравнении (5.35) $\frac{\rho_C}{2\mu_C} = const$ – постоянная величина,

а $G_C = var$ – зависит от размера частицы, конкретной схемы и области горения.

Тогда время выгорания углеродной частицы:

$$\tau = -\frac{\rho_C}{2\mu_C} \cdot \int_{\delta_0}^{\delta_k} \frac{d\delta}{G_C}, \quad (5.36)$$

где δ_0 – начальный размер частицы; δ_k – конечный размер частицы (к моменту времени τ) – если $\delta_k \rightarrow 0$, то горение полное.

Проинтегрировав выражение (5.36), можно найти либо время полного выгорания коксовой частицы, либо изменение её размеров за определённый промежуток времени.

Однако решение вызывает серьёзные затруднения ввиду сложности зависимости $G_C = f(\delta)$, при этом сложность решение (интегрирования) зависит от области горения.

Упростить решение можно следующим образом: скорость выгорания углерода, входящая в интеграл, заменяется аппроксимирующей зависимостью:

$$G_C = \frac{A}{\delta^n},$$

где A – некоторый коэффициент (включающий в себя ряд параметров процесса, которые можно задать); n – показатель степени, значения которого лежат в пределах $0 \div 1$ (0 – кинетическая область, 1 – диффузионная область).

Рассмотрим наиболее простой вариант: горения по *схеме НПС в кинетической области* (это соответствует ПУФ).

В *кинетической области* $n = 0$, следовательно, G_C не зависит от размера частицы δ .

Удельный расход углерода с поверхности частицы (скорость горения углерода)

$$G_C = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot \frac{k_1}{\alpha_D + k_1} \cdot p_{1\Delta}, \quad (5.37)$$

или $G_C = \frac{k_1}{RT} \cdot p_{1\Delta}$, поскольку $k_1 \ll \alpha_D$.

G_C не зависит от размера частицы, а интегрирование уравнения (5.36) даёт первый порядок по размеру частиц δ :

$$\tau = -\frac{\rho_C RT}{2\mu_C} \cdot \int_{\delta_0}^{\delta_\kappa} \frac{d\delta}{k_1 p_{1\Delta}} = \frac{\rho_C RT}{2\mu_C k_1 p_{1\Delta}} \cdot (\delta_0 - \delta_\kappa), \quad (5.38)$$

или время полного горения частицы

$$\tau = \rho_C \cdot A \cdot \delta_0, \quad (5.39)$$

где коэффициент $A = \frac{RT}{2\mu_C k_1 p_{1\Delta}}$. (5.40)

Таким образом, в *кинетической области* в НПС время горения частицы пропорционально её размеру $\tau \sim \delta$.

В *диффузионной области* $n = 1$, следовательно, время выгорание пропорционально δ^2 .

Наиболее сложное решение в промежуточной области, где показатель степени n может изменяться от 0 до 1.

Итак, алгоритм решения сводится к следующему:

исходя из условий, определяются:

диффузионно-кинетические критерии → *область горения* → *схема горения* → *скорость потребления кислорода* G_1 → *скорость горения углерода* G_C . Наконец, зная G_C , можно найти *время горения частицы* (при известном её размере).

Примечание. Обобщённые решения для потоков G_i и парциальных давлений p_i для всех схем горения *существуют*, соответствующие таблицы приведены в литературе.

6. Основные особенности протекания процесса в пылеугольном факеле

В основу *факельных (камерных) топок* положен принцип, при котором топливо вдувается в топку (камеру сгорания) через горелки вместе с необходимым для горения воздухом (рис. 6.1).

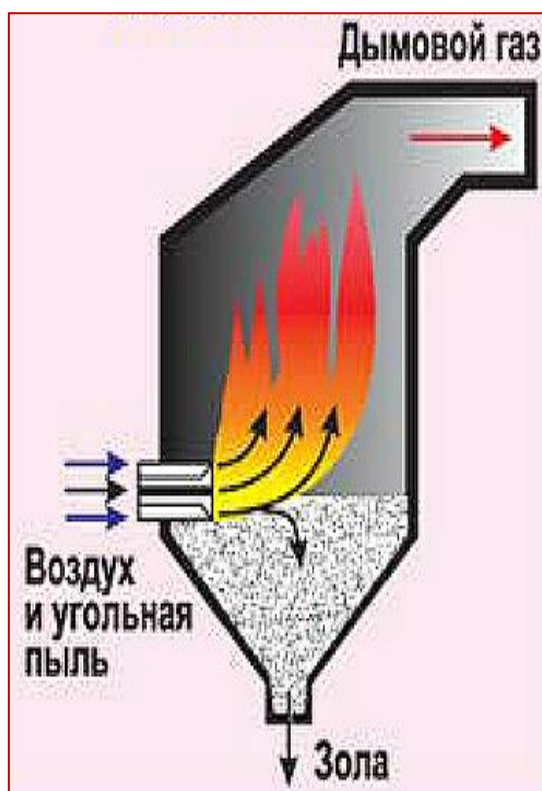


Рис. 6.1. Характер движения газов в пылеугольных топках

Топливо непрерывно транспортируется через топочную камеру потоком воздуха и продуктов сгорания. На пути от входа (выход из горелки) до выхода из топки совершается процесс горения с образованием факела горящего топлива, заполняющего объём топочной камеры. Температура в зоне активного горения (ЗАГ) порядка $1300\div 1600$ °С. Продолжительность пребывания частиц топлива в зоне активного горения от 0,5 до 2 с, при этом суммарно процесс горения в топке занимает, как правило, от 4 до 6 с.

Топка представляет собой призматическую камеру, зауженную книзу, где расположена холодная воронка. В нижней части располагаются горелки (в один или в несколько ярусов). Стены топки экранированы тепловоспринимающими поверхностями – экранные, или подъёмные, трубы, внутри которых протекает вода, преобразующаяся в пароводяную смесь.

Для обеспечения полного выгорания топлива за такое короткое время твёрдое топливо перед поступлением в топку предварительно подсушивают и тщательно размалывают до пылевидного состояния.

Твёрдое топливо измельчается в мельничных устройствах и вдувается в топочную камеру через *пылеугольные горелки* (рис. 6.2).

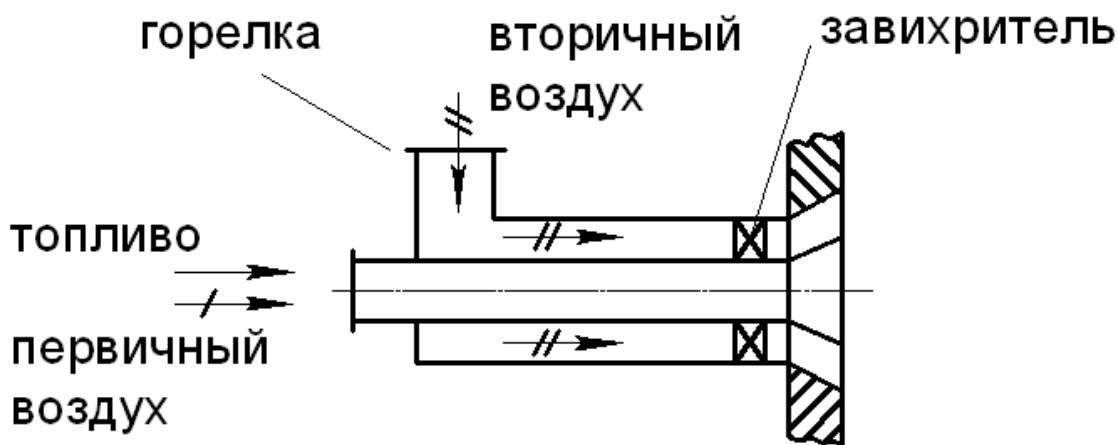


Рис. 6.2. Вихревая пылеугольная горелка

Конструкции горелок чрезвычайно разнообразны, так как диапазон изменения теплотехнических характеристик углей очень велик. Тем не менее, практически во всех пылеугольных горелках определённая часть воздуха, предназначенная для подсушки и транспортировки угольной пыли к горелке, смешивается с топливом до поступления в топку (*первичный воздух*), а оставшаяся часть (*вторичный воздух*) смешивается с аэросмесью уже после выхода из горелки, т.е. в топочном объёме.

Первичный воздух должен обеспечить сжигание летучих, поэтому его количество $V_{1в}$ (доля от общего объёма воздуха) определяется выходом летучих веществ. Для углей с малым выходом летучих доля первичного воздуха, как правило, составляет 15÷25 %, а для топлив с высоким выходом летучих – 20÷55 %.

При сгорании летучих расходуется, главным образом, кислород первичного воздуха. Горение летучих ускоряет прогрев коксовых частиц и

их воспламенение. Горение же коксовых частиц происходит, в основном, за счёт кислорода *вторичного воздуха*.

Изложенная схема факельного способа сжигания угольной пыли, безусловно, является упрощённой, так как в реальных условиях сжигается полидисперсная пыль. Поэтому стадии выхода летучих и горения коксового остатка протекают последовательно только для каждой отдельной частицы (или отдельной фракции). А для всего факела, в целом, эти процессы протекают параллельно, поскольку мелкие частицы (размером в несколько микрометров) прогреваются, воспламеняются и сгорают значительно быстрее, чем крупные частицы. При факельном сжигании максимальный размер частиц может достигать: для каменных углей – нескольких сотен микрометров, для бурых углей, сланцев и торфа – нескольких миллиметров.

Преимущества факельного способа сжигания

1 – *Неограниченная мощность* (паропроизводительность). Современные моноблоки достигают мощности 800 МВт, 1200 МВт ($D_{\text{пс}} = 6000$ т/ч).

2 – *Предельная простота* топки – топливо вдувается в виде пыли и образует с воздухом аэрозоль; практически нет механики, которая могла бы выходить из строя, как следствие – *надёжность*.

3 – *Полная механизация и автоматизация* процесса.

4 – *Переход на факельное сжигание* позволил включить в энергетический баланс *все виды топлива* (низкосортные бурые угли, торф, сланцы). При слоевом сжигании необходима сортировка топлива. При факельном сжигании можно использовать топливо *любого размера*, которое подготавливается для сжигания в системах пылеприготовления (СПП).

Условия протекания процесса при факельном сжигании

1) Сжигается *тонкоразмолотая топливная пыль*, при этом размер частиц отличается на 2-3 порядка от слоевого сжигания (от нескольких мкм до мм).

Распределение частиц по размеру характеризуется *гранулометрической кривой*, полученной с помощью ситового анализа.

Обычно тонкость (тонина) помола характеризуется суммарными остатками на ситах с ячейками 90, 200 и 1000 мкм – соответственно, R_{90} , R_{200} и R_{1000} , %.

Содержание крупных частиц в пыли оказывает существенное влияние на величину потерь от механического недожога.

2) Основная масса топлива (примерно 90 %) сгорает на *1/3 факела*, обуславливая максимальную температуру ($T_{\max} \approx 0,9T_{\text{ад}}$); далее тепловыделение значительно снижается, поскольку увеличивается теплоотвод. Высокие температуры вызывают резкое увеличение скорости реакции, что способствует быстрому выгоранию.

3) Тонкая пыль способствует обеспечению хорошего контакта горючего и окислителя, т.к. увеличивается реакционная поверхность горения.

4) Мелкие частицы имеют низкие скорости витания $w_{\text{внт}} < 1 \text{ м/с}$, т.е. можно считать, что частицы перемещаются вместе с газо-воздушным потоком, незначительно от него отставая.

5) Малые скорости витания обуславливают низкие значения критерия Рейнольдса Re , поскольку $Re = \frac{W_{\text{сум}} \cdot \delta}{\nu}$. Так как $Nu = 2 + A \cdot Re^n \cdot Pr^m$, то для мелких частиц характерно значение критерия Нуссельта $Nu \rightarrow 2$. Но в то же время коэффициенты тепло- и массообмена α и α_D имеют высокие значения, т.к. размер частиц δ очень мал ($\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{\delta}$; $\alpha_D = \frac{Nu_D \cdot D}{\delta}$), и не являются факторами, ограничивающими скорость процесса горения.

6) В воспламенении ПУФ большую роль играет выход летучих веществ V^{daf} , причём воспламенение мелких частиц происходит объёмно (во всём объёме аэросмеси), а крупных частиц – индивидуально, поскольку они обладают достаточно большой массой для создания вокруг себя пограничного слоя с огромной концентрацией горючих веществ ($m \sim \delta^3$).

7) Влага не оказывает воздействие на протекание процесса горения, т.к., в основном, процесс сушки осуществляется в мельницах (в СПП).

8) Для топлив с умеренной зольностью можно считать, что зола не оказывает воздействие на время выгорания. При размоле осуществляется разделение органики и минеральных примесей; зола топлива (точнее, её расплав) не смачивает углеродную поверхность и собирается на углеродной поверхности в виде шариков («глобалов») из стекловидного углеродного вещества, которые легко сдуваются с поверхности углерода, так что площадь реакционной поверхности почти не изменяется.

9) Неравномерность условий протекания процессов по длине факела (рис. 6.3)

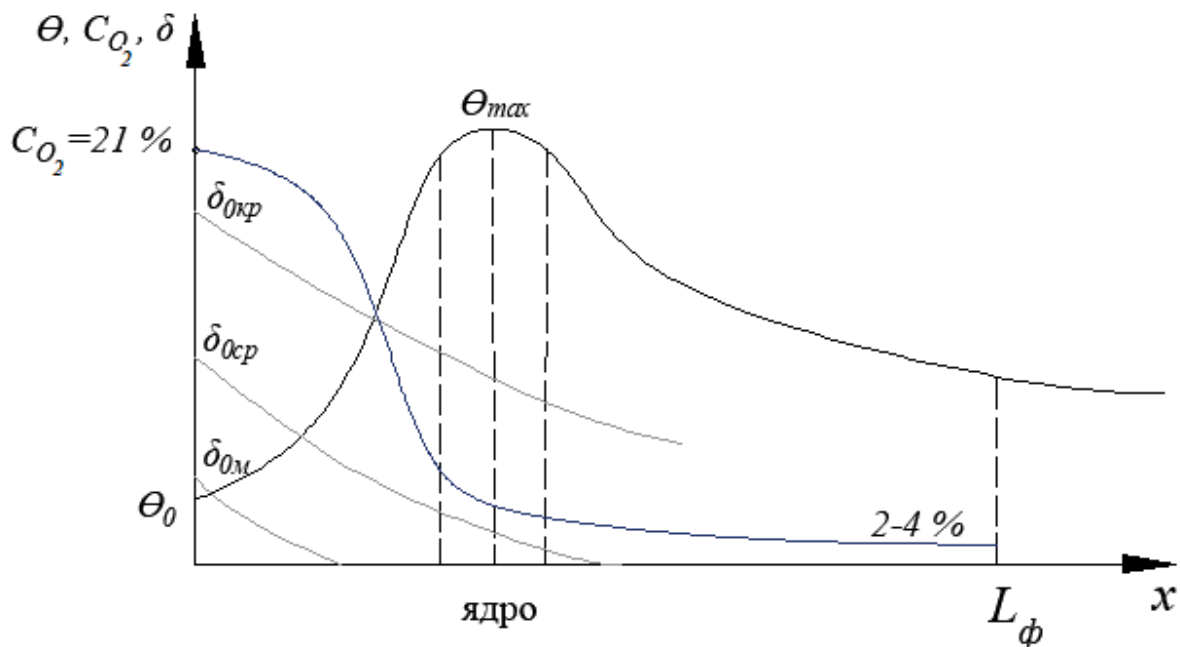


Рис. 6.3. Ядро факела

$\theta = \frac{T}{T_a}$ – безразмерная (относительная) температура;

T_a – адиабатическая температура, К;

θ_0 – температура аэросмеси на выходе из мельницы и на входе в горелки;

θ_{\max} – температура на 1/3 (1/4) длины факела (максимальная температура);

θ_m'' – температура на выходе из топки;

C_{O_2} – концентрация кислорода;

δ_i – линии изменения размеров различных частиц.

Зона, где наблюдаются максимальные температуры, называется *ядром горения (ядром факела)*.

По длине факела температура изменяется неравномерно:

$$\theta_0 < 0,1\theta_a ;$$

$$\theta_{\max} \approx 0,9\theta_a ;$$

$$\theta_m'' \approx 0,6\theta_a .$$

При движении по длине факела L_f из-за неравномерных температурных условий могут меняться условия горения, следовательно, может измениться *область горения*.

Вследствие быстрого «выгорания» кислорода *концентрация O_2* по длине факела *резко снижается* (см. рис. 6.3). *Мелкие частицы (δ_m)* быстро выгорают (ещё до зоны максимальных температур). *Средние частицы (δ_{cp})* также довольно быстро выгорают и в конце ядра факела полностью выгорят. *Крупные частицы ($\delta_{кр}$)* до ядра факела успевают только разогреться и начать гореть.

Мелкие и средние частицы горят в условиях высоких температур и высоких концентраций кислорода, тогда как крупные частицы должны гореть при пониженных температурах и низких концентрациях кислорода, поэтому в схеме с прямоточным факелом у них практически нет шансов полностью сгореть. Поэтому при сжигании по схеме прямоточного факела

необходимо подготовить мелкую и однородную пыль, для того чтобы увеличилась θ_{\max} , а максимум тепловыделения (максимум температур) и ядро факела сместились ближе к срезу горелки (например, на $\frac{1}{4} L_{\phi}$).

10) На начальном участке формирования факела (на выходе из горелок) наблюдается неравномерность: горелочные струи создают максимумы скоростей, а между ними скорость минимальна. Но на расстоянии примерно трёх калибров ($3D_{\text{гор}}$) горелочные струи сливаются и из-за турбулентности неравномерность исчезает.

В первом приближении такую картину можно рассматривать в одномерном пространстве по оси X (факела).

Схема с *прямоточным факелом* является основной схемой для большинства котлов производительность $D > 50$ т/ч.

Но по мере увеличения единичной мощности котлов и использования низкосортных видов топлива проявились недостатки.

Недостатки сжигания в ПУФ

1 – Ядро горения, в котором наблюдаются максимальные температуры, способствует быстрому сгоранию, при этом интенсифицируется рециркуляция газов из зоны горения, что, наряду с положительными моментами (воспламенение), может вызвать и отрицательные явления: *шлакование* и образование *связанных отложений*.

а) *Шлакование*. Зола, проходя через ядро горения, расплавляется, а некоторые её компоненты испаряются, при этом пары минералов по мере снижения температуры конденсируются на поверхностях нагрева и образуют твёрдую минеральную плёнку – подслои, на который начинают налипать более крупные частицы, что вызывает шлакование поверхностей нагрева. Эта корка может неограниченно расти, т.к. температура её поверхности близка к температуре факела. В результате, термическое сопротивление возрастает, а отвод тепла уменьшается, что может привести к неплановым остановкам котлов. Всё тепло получается «запертым» внутри топки.

б) На низкотемпературных поверхностях нагрева, расположенных за топкой, образуются *связанные отложения*: ядро горения резко активизирует компоненты минеральной части; эти активные компоненты, готовые к реакциям, покрывают поверхности тонкой пылью и могут вступать в реакции как с поверхностями нагрева, так и с топочной средой.

2 – *Экологические проблемы*, связанные с ядром горения. Высокие температуры в ядре приводят к интенсификации генерации оксидов азота и серы. Воздух, вносимый на горение, содержит 79 % азота, который при высоких температурах связывается с кислородом, образуя высокотоксичные NO_x , в основном NO и NO_2 (*воздушные оксиды азота*). Кроме того, азотсодержащие компоненты твёрдого топлива образуют *топливные оксиды азота*.

Основные требования, предъявляемые к современным энергоустановкам, базирующимся на новых технологиях: *надёжность, экологическая безопасность и увеличение единичной мощности*.

7. Основные положения для разработки теории расчёта выгорания факела

Расчёт выгорания пылевидного твёрдого топлива в неизотермическом трёхмерном факеле – чрезвычайно сложная задача, практически не решаемая аналитически.

В основу приближённого расчёта полифракционного прямоточного факела положены следующие допущения (*упрощения, предположения*):

- 1) Принимаем *плоскую модель факела* (поскольку по сечению факела наблюдается однородность свойств) – развитие происходит вдоль оси x ;
- 2) Считаем, что *влажность W^r* не оказывает влияния на развитие процесса горения;

- 3) Время до начала *воспламенения и горения летучих* мало по сравнению со временем выгорания крупных частиц;
- 4) Пренебрегаем влиянием *зольности A^r* на скорость горения – можно считать горение чистого углерода;
- 5) Будем считать, что *температура крупных частиц близка к температуре факела – $T_{ч} = T_{ф}$* . Чем ниже концентрация кислорода CO_2 и крупнее частицы, тем ближе температура частиц к температуре факела;
- 6) Будем считать, что *скорость горения углерода пропорциональна концентрации кислорода* (как компоненту, находящемуся в недостатке), при этом примем 1-ый порядок реакции по O_2 , т.е. $W_{гор}(G_C) \sim CO_2$;
- 7) *Итоговая реакция горения $C + O_2 = CO_2$, т.е. конечный продукт – CO_2* , и можно пренебречь влиянием горения CO в пределах ПС (*негорящий пограничный слой* – хотя процесс может протекать по разным схемам горения);
- 8) При расчёте горения будем рассматривать *кажущиеся кинетические константы*, т.е. отнесённые к наружной поверхности частиц (без учёта внутреннего реагирования).

Исходные данные:

- *топливо*: состав, теплота сгорания, кинетические характеристики;
- *гранулометрический состав* сжигаемой пыли (должна быть задана зависимость Розина-Раммлера в виде $R_i = f(\delta_{0i})$).
- конструкция топки и эксплуатационные параметры: геометрия топки (высота H_m , уровень расположения горелок $h_{гор}$), коэффициент избытка воздуха α , адиабатная температура T_a , температура на выходе из топки v_m'' .

В основе анализа выгорания ПУФ лежит *уравнение выгорания единичной частицы* какой-то i -й фракции.

Основное уравнение выгорание – уравнение изменения размера частиц во времени:

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = -\frac{2\mu_c}{\rho_c} \cdot G_c . \quad (7.1)$$

$$\frac{m}{c} = \frac{кг}{кмоль} \cdot \frac{м^3}{кг} \cdot \frac{кмоль}{м^2 \cdot с}$$

Вопрос 1 – как определить расход (скорость горения) углерода G_c ?

Скорость гетерогенной реакции горения углерода $G_c = f(\delta_i, N_i)$ может быть найдена из условий протекания процесса горения: зная температуру и условия найдём схему и область горения.

Пусть горение идёт по схеме НПС, т.е. $Se < 0,4$.

Основываясь на предыдущем рассмотрении закономерностей горения частиц углерода, будем считать, что конечный продукт горения – CO_2 , а количество CO , образовавшегося в ПС, незначительно, т.е. ролью реакции неполного горения (4.2) и восстановительной реакции (4.3), а также внутреннего реагирования можно пренебречь.

Следовательно, $N_2, N_3 \rightarrow 0$. Тогда определяющим критерием является $N_1 = \frac{k_1}{\alpha_D}$.

$$G_c = \frac{\alpha_D}{RT} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{N_1}{1 + N_1} = \frac{\alpha_D \cdot k_1}{\alpha_D \left(1 + \frac{k_1}{\alpha_D}\right)} \cdot p_{1\Delta} \cdot \frac{1}{RT} = \frac{k_1}{1 + \frac{k_1}{\alpha_D}} \cdot C_{O_2} , \quad (7.2)$$

где $\frac{p_{1\Delta}}{RT} = C_{O_2}$ – текущая концентрация O_2 по ходу факела;

k_1 – константа скорости горения углерода до CO_2 по реакции (4.1).

$C_{O_2} = f(x)$ – функция координат – в процессе выгорания топлива расходуется кислород и меняется концентрация O_2 .

Вопрос 2 – как найти концентрацию кислорода C_{O_2} ?

Таким образом, необходимо найти концентрацию кислорода C_{O_2} в процессе выгорания топлива, которую можно представить в следующем виде:

$$C_{O_2} = \frac{P_{O_2}}{RT} = \frac{P_m}{RT} \cdot \frac{G_{O_2}}{V_2} ; \frac{\text{кмоль } O_2}{\text{м}^3 \text{ газов}} , \quad (7.3)$$

где P_{O_2} – парциальное давление кислорода в топке, при известном

$$\text{давлении в топке } P_m \rightarrow P_{O_2} = P_m \cdot \frac{G_{O_2}}{V_2} ;$$

G_{O_2} – расход кислорода, м³/кг; V_2 – объём (расход) дымовых газов, м³/кг.

Вопрос 3 – как найти расход кислорода G_{O_2} ?

Из предварительных расчётов необходимо найти:

- теоретический объём воздуха V^0 ;
- объём продуктов сгорания V_2 (из материального баланса);
- начальное (исходное) относительное *содержание кокса* на рабочую массу топлива K^r

$$K^r = 1 - (W^r + A^r + V^r) \cdot \frac{1}{100} , \frac{\text{кг } C}{\text{кг топлива}} , \quad (7.4)$$

где V^r – выделившиеся летучие, %.

Будем считать, что *летучие* выделяются и сгорают в зоне воспламенения и *расходуют* на своё горение *часть кислорода*. Тогда для оставшегося кислорода можно записать, что *расход кислорода*:

$$G_{O_2} = 0,21 \cdot \alpha_m \cdot V^0 - 0,21 \cdot V_l^0 \cdot V^r - 0,21 \cdot [V_k^0 (K^r - G_k)] , \frac{\text{м}^3}{\text{кг}} ; \quad (7.5)$$

$0,21 \cdot \alpha_m \cdot V^0$ – количество O_2 , подаваемого на сжигание 1 кг топлива, м³/кг;

$0,21 \cdot V_l^0 \cdot V^r$ – количество O_2 , расходуемого на горение летучих, м³/кг,

V^r – выход летучих на рабочую массу топлива (кг/кг),

V_l^0 – теоретически необходимое количество воздуха для сгорания 1 кг летучих, м³/кг;

$0,21 \cdot [V_\kappa^0 (K^r - G_\kappa)]$ – количество O₂, расходуемого на частичное сгорание углерода кокса, м³/кг,

G_κ – количество (доля) *несгоревшего* углерода кокса (остатка) к данному моменту времени или к данному сечению x , (кг/кг),

$(K^r - G_\kappa)$ – количество (доля) *сгоревшего* углерода кокса к данному моменту времени или к данному сечению x , (кг/кг),

V_κ^0 – теоретический объём воздуха для сгорания 1 кг кокса, м³/кг,

$V_\kappa^0 = 8,89$ м³/кг (из уравнения материального баланса $V^0 = 0,0889C^r + \dots$).

Если считать, что воздух, подаваемый на горение, расходуется *только* на горение кокса и летучих, то теоретический объём воздуха V^0 можно представить в следующем виде

$$V^0 = V_\kappa^0 \cdot K^r + V_l^0 \cdot V^r,$$

откуда
$$V_l^0 = \frac{V^0 - V_\kappa^0 \cdot K^r}{V^r} . \quad (7.6)$$

Подставив (7.6) в (7.5), получим *текущий расход O₂*, в зависимости от *несгоревшего углерода кокса G_κ*:

$$\begin{aligned} G_{O_2} &= 0,21 \cdot \alpha_m \cdot V^0 - 0,21 \cdot V_l^0 \cdot V^r - 0,21 \cdot [V_\kappa^0 (K^r - G_\kappa)] = \\ &= 0,21 (\alpha_m \cdot V^0 - V_l^0 \cdot V^r - V_\kappa^0 \cdot K^r + V_\kappa^0 \cdot G_\kappa) = \\ &= 0,21 (\alpha_m \cdot V^0 - V^0 + V_\kappa^0 \cdot K^r - V_\kappa^0 \cdot K^r + V_\kappa^0 \cdot G_\kappa) = 0,21 [V^0 (\alpha_m - 1) + V_\kappa^0 \cdot G_\kappa] = \\ &= 0,21 \cdot V_\kappa^0 \left[(\alpha_m - 1) \frac{V^0}{V_\kappa^0} + G_\kappa \right]. \end{aligned}$$

$$G_{O_2} = 0,21 \cdot V_\kappa^0 \cdot \left[(\alpha_m - 1) \frac{V^0}{V_\kappa^0} + G_\kappa \right], \text{ м}^3/\text{кг}. \quad (7.7)$$

Подставив расход кислорода из (7.7) в (7.3), концентрацию кислорода из (7.3) в (7.2), расход углерода из (7.2) в (7.1), получим **уравнение выгорания** какой-либо частицы в виде:

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = -\frac{P_m}{RT} \cdot 0,21 \cdot \frac{2\mu_C}{\rho_C} \cdot \frac{V_\kappa^0}{V_2} \cdot \frac{k_1}{1 + \frac{k_1}{\alpha_D}} \cdot \left[(\alpha_m - 1) \cdot \frac{V^0}{V_\kappa^0} + G_\kappa \right] \quad (7.8)$$

или, учитывая, что $Nu_D = \frac{\alpha_D \cdot \delta_i}{D}$, т.е. $\alpha_D = \frac{Nu_D \cdot D}{\delta_i}$, получим

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = -\frac{P_m}{RT} \cdot 0,21 \cdot \frac{2\mu_C}{\rho_C} \cdot \frac{V_\kappa^0}{V_2} \cdot \frac{k_1}{1 + \frac{k_1}{Nu_D} \cdot \frac{\delta_i}{D}} \cdot \left[(\alpha_m - 1) \cdot \frac{V^0}{V_\kappa^0} + G_\kappa \right]. \quad (7.9)$$

В уравнение выгорания (7.9) входит *неизвестная величина* G_κ – количество несгоревшего углерода (механическая неполнота сгорания) на 1 кг топлива (к какому-то моменту времени или к данному сечению x), кг/кг, при этом $G_\kappa = f(\delta_i)$.

Таким образом, для интегрирования уравнения (8.9) необходимо знать связь между G_κ и δ_i . В полифракционном факеле количество несгоревшего кокса G_κ и, следовательно, текущая концентрация кислорода C_{O_2} определяются совместным выгоранием частиц всех фракций.

Иными словами: т.к. частицы топлива имеют разные размеры, количество несгоревшего углерода кокса во всём топливе – это сумма несгоревшего углерода кокса каждой его частицы:

$$G_\kappa = \sum G_{\kappa i}.$$

7.1. Определение величины несгоревшего кокса для полифракционного факела

Представим на рис. 7.1 исходное распределение топлива по размерам частиц $R_{0i} = f(\delta_{0i})$, а на рис. 7.2 – выгорание частиц разных размеров в

полифракционном факеле (изменение размеров частиц во времени в процессе горения).

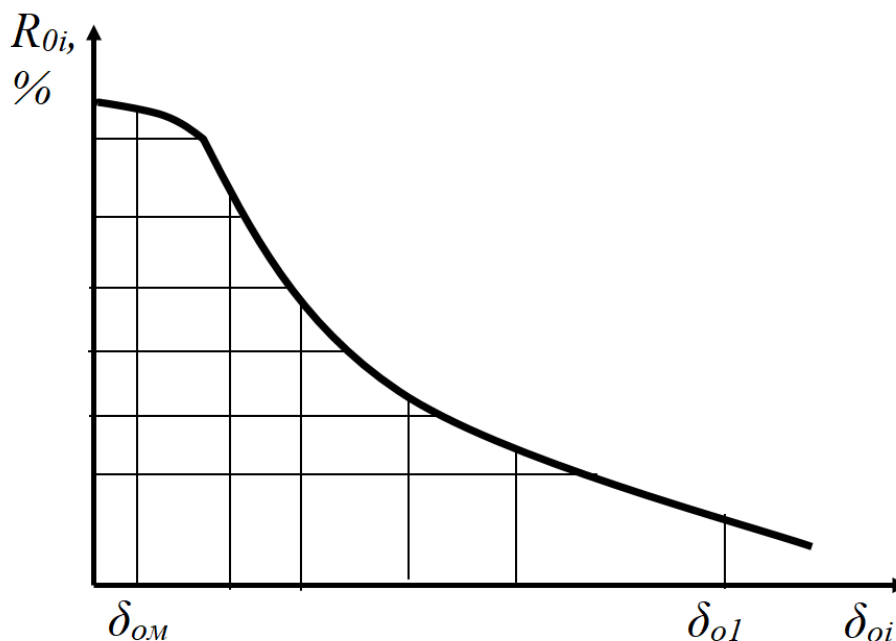


Рис. 8.1. Распределение частиц по размерам

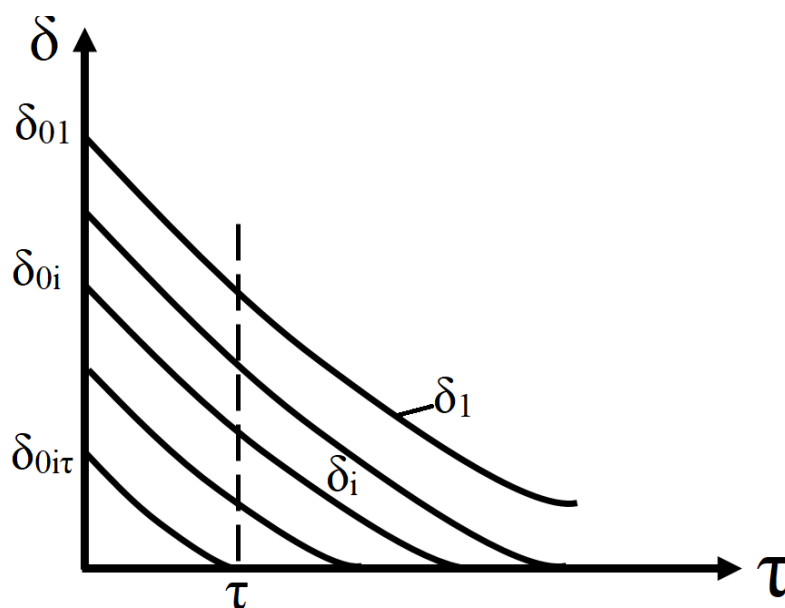


Рис. 7.2. Схема выгорания частиц кокса в полифракционном ПУФ

R_{0i} — относительное массовое содержание (остаток на сите) частиц с размером, большим δ_{0i} в исходной пыли (см. рис. 7.1);

δ_{0i} — начальный размер частицы промежуточной i -й фракции (см. рис. 7.2);

δ_i – текущий размер частицы промежуточной i -й фракции;

$\delta_{0i\tau}$ – начальный размер частицы, полностью сгоревшей (выгоревшей)
к моменту времени τ ;

δ_{01} – начальный размер наиболее крупной частицы.

После наступления момента времени τ остаются гореть лишь частицы, начальный размер которых был больше $\delta_{0i\tau}$.

Очевидно, что выгорание крупных частиц замедлено, что приводит к недожогу (см. рис. 7.2).

Задача: надо связать выгорание частиц любого размера δ_{0i} с выгоранием частиц максимального размера δ_{01} .

На рис. 7.1 разбиваем график (кривую) на n равных по массовой доле кусков (обычно $n = 10$), и в каждом диапазоне ΔR_{0i} находим среднюю величину размера частиц для каждой из долей δ_{0i} .

Предположим, что частицы имеют форму шара, тогда количество частиц в группе ΔR_{0i} :

$$\frac{\Delta R_{0i}}{\rho_C \cdot \frac{\pi \cdot \delta_{0i}^3}{6}},$$

где ΔR_{0i} – массовая доля всей группы частиц в этом диапазоне;

$\rho_C \cdot \frac{\pi \cdot \delta_{0i}^3}{6}$ – масса одной частицы диаметром δ_{0i} (средней в данном диапазоне).

Тогда масса частиц кокса данной фракции (i -й группы), не сгоревшего к моменту времени τ

$$\frac{\Delta R_{0i}}{\rho_C \cdot \frac{\pi \cdot \delta_{0i}^3}{6}} \cdot \rho_C \cdot \frac{\pi \cdot \delta_i^3}{6} = \Delta R_{0i} \frac{\delta_i^3}{\delta_{0i}^3},$$

где $\rho_C \cdot \frac{\pi \cdot \delta_i^3}{6}$ – текущая масса частицы i -й группы к моменту времени τ .

Интегрируя последнее выражение по всем группам, получим количество несгоревшего углерода кокса на 1 кг топлива к моменту времени τ , или связь между величиной недожога кокса G_K и текущими размерами частиц разных фракций

$$G_K = K^r \cdot \int_{\delta_{0ir}}^{\delta_{0i1}} \left(\frac{dR_{0i}}{\delta_{0i}} \right) \cdot \left(\frac{\delta_i}{\delta_{0i}} \right)^3 \cdot d\delta_{0i}. \quad (7.10)$$

Примечание – Интегрирование производится по начальным размерам частиц δ_{0i} , т.к. число частиц той или иной фракции сохраняется неизменным до их полного сгорания и поэтому равно начальному.

7.2. Закон изменения размеров частиц при выгорании

Для расчёта выгорания полифракционной пыли удобно величину G_K выражать через размер наиболее крупной частицы δ_1 .

Для этого необходимо знать связь между размерами частиц промежуточной фракции δ_i и наиболее крупной фракции δ_1 .

Эта связь зависит не только от схемы горения (а мы рассматриваем НПС), но и от области горения.

Рассмотрим отдельно кинетическую и диффузионную область.

Кинетическая область

При горении частиц в кинетической области $\frac{k_1 \cdot \delta_i}{Nu_D \cdot D} = \frac{k_1}{\alpha_D} \rightarrow 0$.

Тогда уравнения выгорания (7.9) для двух фракций: i -й и 1 -й (наиболее крупной) – запишутся следующим образом:

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = -\frac{P_m}{RT} \cdot 0,21 \cdot \frac{2\mu_C}{\rho_C} \cdot \frac{V_\kappa^0}{V_2} \cdot k_1 \cdot \left[(\alpha_m - 1) \cdot \frac{V^0}{V_\kappa^0} + G_\kappa \right]; \quad (7.11)$$

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = -\frac{P_m}{RT} \cdot 0,21 \cdot \frac{2\mu_C}{\rho_C} \cdot \frac{V_\kappa^0}{V_2} \cdot k_1 \cdot \left[(\alpha_m - 1) \cdot \frac{V^0}{V_\kappa^0} + G_\kappa \right]. \quad (7.12)$$

При равномерном распределении частиц и кислорода по сечению факела (см. допущение 1) концентрация O_2 будет одной и той же для частиц всех фракций $C_{O_2} = \frac{P_m}{RT} = const$.

Следовательно, правые части представленных уравнений равны, а, значит, и левые части также равны, т.е.

$$d\delta_i = d\delta_1.$$

или

$$\delta_{0i} - \delta_i = \delta_{01} - \delta_1. \quad (7.13)$$

Из (7.13) следует, что

$$\delta_i = \delta_{0i} - (\delta_{01} - \delta_1). \quad (7.14)$$

Величина $\delta_{0i\tau}$ (начальный размер частицы, полностью выгоревшей к моменту времени τ) определяется из (7.14), если положить, что $\delta_i = 0$:

$$\delta_{0i\tau} = \delta_{01} - \delta_1. \quad (7.15)$$

Из соотношений (7.13-7.15) вытекает, что в **кинетической области** при НПС частицы любых фракций за время $d\tau$ выгорают (изменяют свой размер) на одну и ту же величину, т.е. *скорость выгорания* частиц любых фракций *одинакова*, следовательно, кривые выгорания (см. рис. 7.2) идут эквидистантно (на равных расстояниях друг от друга).

Возьмём производную выражения $R_{0i} = e^{-b \cdot \delta_{0i}^n}$ (закона Розина-Раммлера)

$$\frac{dR_{0i}}{\delta_{0i}} = b \cdot n \cdot \delta_{0i}^{n-1} \cdot e^{-b \cdot \delta_{0i}^n} . \quad (7.16)$$

Подставляя (8.13, 8.14, 8.15 и 8.16) в выражение (8.10), получим

$$G_{\kappa} = K^r \cdot \int_{\delta_{0i\tau}}^{\delta_{01}} b \cdot n \cdot \delta_{0i}^{n-1} \cdot e^{-b \cdot \delta_{0i}^n} \cdot \left[\frac{\delta_{0i} - (\delta_{01} - \delta_1)}{\delta_{0i}} \right]^3 d\delta_{0i} . \quad (7.17)$$

Введём безразмерные комплексы:

$$x = \frac{\delta_1}{\delta_{01}} \quad - \quad \text{текущий относительный размер самой крупной частицы}$$

(отношение текущего размера к начальному);

$$y = \frac{\delta_{0i}}{\delta_{01}} \quad - \quad \text{отношение начального размера любой частицы } i\text{-й фракции к}$$

начальному размеру наиболее крупной частицы;

$$m = b \cdot \delta_{01}^n .$$

Тогда выражение (7.17) преобразуется следующим образом

$$G_{\kappa} = K^r \cdot m \cdot n \cdot \int_{1-x}^1 \frac{e^{-m \cdot y^n}}{y^{4-n}} [y - (1-x)]^3 dy = K^r \cdot I_1(x) , \quad (7.18)$$

где
$$I_1(x) = m \cdot n \cdot \int_{1-x}^1 \frac{e^{-m \cdot y^n}}{y^{4-n}} [y - (1-x)]^3 dy . \quad (7.19)$$

Интеграл $I_1(x)$ показывает, какую долю исходного количества кокса K^r составляет неполнота сгорания G_{κ} при соответствующем относительном размере самой крупной частицы x , или $I_1(x)$ – доля несгоревшего топлива к моменту времени τ .

Очевидно, что $I_1(x)$ может меняться от 1 (в начале факела) до 0 в конце факела (в идеальном случае, когда полностью выгорит самая крупная частица).

Аналитическое решение интеграла $I_1(x)$ возможно, но выражения получаются громоздкими и неудобными для инженерных расчётов, поэтому целесообразно определять его численно, для чего необходимо выбрать размер самой крупной частицы.

Как же это сделать?

За размер самой крупной частицы δ_{01} надо принимать такой размер, при котором значение R_{01} близко к нулю, а именно остаток на сите $R_{01} = 0,1\%$ (так договорились), т.е. в долях единицы:

$$R_{01} = e^{-m} = 0,001 \Rightarrow m = 6,9.$$

Поскольку $m = b \cdot \delta_{01}^n$, размер самой крупной частицы

$$\delta_{01} = \left(\frac{m}{b}\right)^{\frac{1}{n}}, \text{ или } \delta_{01} = \left(\frac{6,9}{b}\right)^{\frac{1}{n}}.$$

Таким образом, зная b и n , можно определить размер самой крупной частицы δ_{01} .

Значения интеграла $I_1(x)$ при различном показателе полидисперсности n представлены на рис. 7.3 (при $n = 0,8 \div 1,6$).

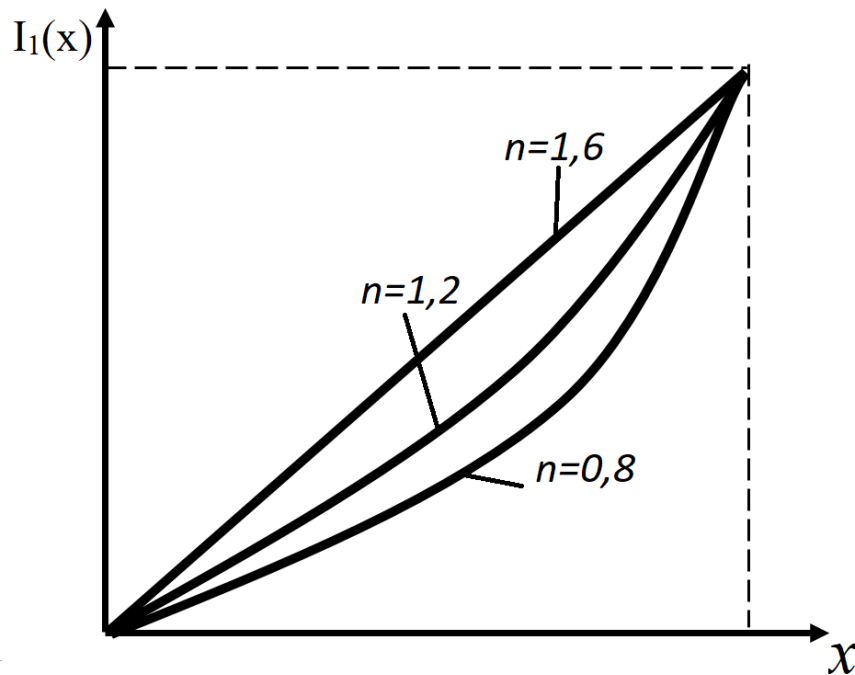


Рис. 7.3. Значения интеграла $I_1(x)$

Вернёмся к выражению (7.12)

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = -\frac{P_m}{RT} \cdot 0,21 \cdot \frac{2\mu_c}{\rho_c} \cdot \frac{V_\kappa^0}{V_z} \cdot k_1 \cdot \left[(\alpha_m - 1) \cdot \frac{V^0}{V_\kappa^0} + G_\kappa \right].$$

Имея связь между механической неполнотой сгорания G_κ и относительным размером самой крупной частицы x (формула 8.18) и учитывая, что $0,21 \cdot \mu_c \cdot V_\kappa^0 = 0,21 \cdot 12 \cdot 8,89 = 22,4 \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}$, получим

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = -\frac{2}{\rho_\kappa} \cdot \frac{22,4}{V_z} \cdot \frac{P_m}{RT} \cdot k_1 \cdot \left[(\alpha_m - 1) \cdot \frac{V^0}{V_\kappa^0} + K^r \cdot I_1(x) \right].$$

Обозначив $\beta = \frac{\rho_\kappa}{2} \cdot \frac{V_z}{22,4} \cdot \frac{RT}{P_m} \cdot \frac{1}{K^r}$; $a = (\alpha_m - 1) \cdot \frac{V^0}{V_\kappa^0} \cdot \frac{1}{K^r}$,

запишем уравнение сгорания наиболее крупной частицы факела в кинетической области в условиях НПС в следующем виде:

$$\frac{dx}{d\tau} = -\frac{k_1}{\beta \cdot \delta_{01}} \cdot [a + I_1(x)] . \quad (7.20)$$

После интегрирования уравнения (7.20) получим

$$\frac{k_1 \cdot \tau}{\beta \cdot \delta_{01}} = \int_x^1 \frac{dx}{a + I_1(x)} = I_2(x) . \quad (7.21)$$

Интеграл $I_2(x)$ позволяет установить связь между временем выгорания факела τ и относительным размером наиболее крупной частицы x . Конечное решение представляется в виде графической зависимости (рис. 7.4).

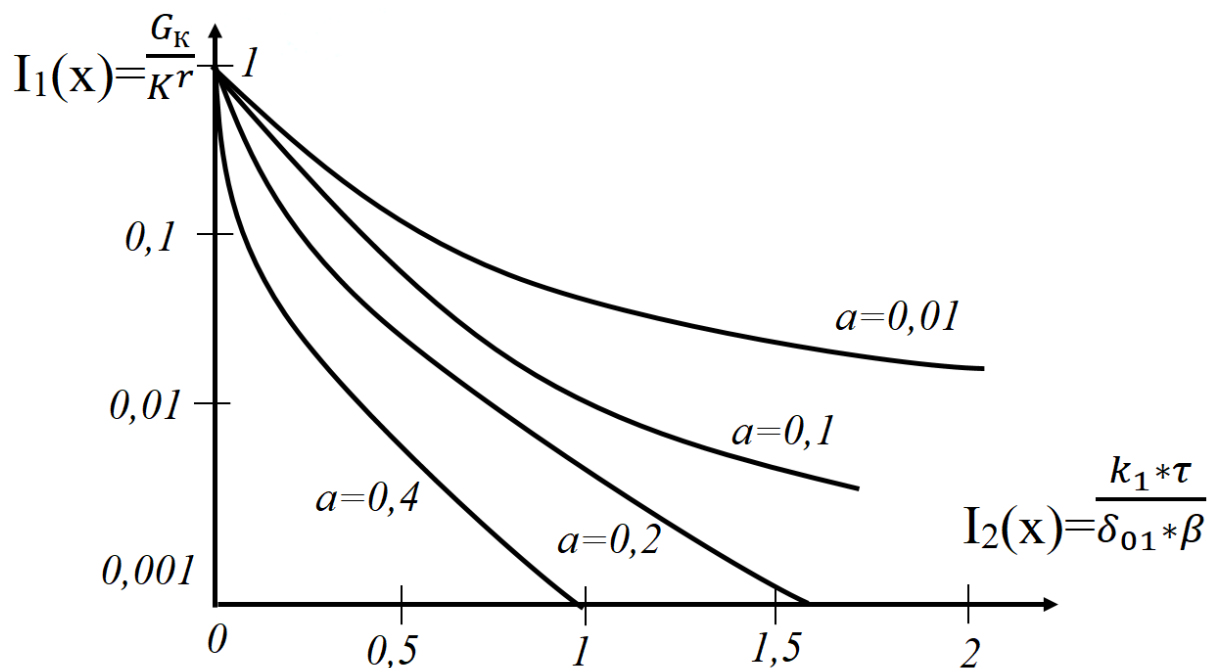


Рис. 7.4. Зависимость I_1 от I_2

Итак, алгоритм решения задачи по выгоранию ПУФ выглядит так: зная константу скорости k_1 , время пребывания частиц в топке (в зоне активного горения) τ , комплекс β , размер наиболее крупной частицы δ_{01} и комплекс a , можно из графика (рис. 7.4) найти I_1 и, соответственно, недожог G_k , т.е. степень выгорания топлива.

Полученные решения позволяют рассчитать кривые выгорания частиц разных фракций. Поскольку в кинетической области кривые выгорания эквидистантны, чтобы их построить, достаточно найти соответствие между x (т.е. δ_1) и τ .

Основные особенности расчёта выгорания в диффузионной и промежуточной областях

Прежде всего, необходимо знать, по какому закону будут меняться размеры частиц:

- кинетическая область $\tau \sim \delta$;
- диффузионная область $\tau \sim \delta^2$.

$$d\delta_i^2 = d\delta_1^2$$

Кривые выгорания в диффузионной области пойдут веерообразно (рис. 7.5), а не эквидистантно, как в кинетической области (см. рис. 7.1).

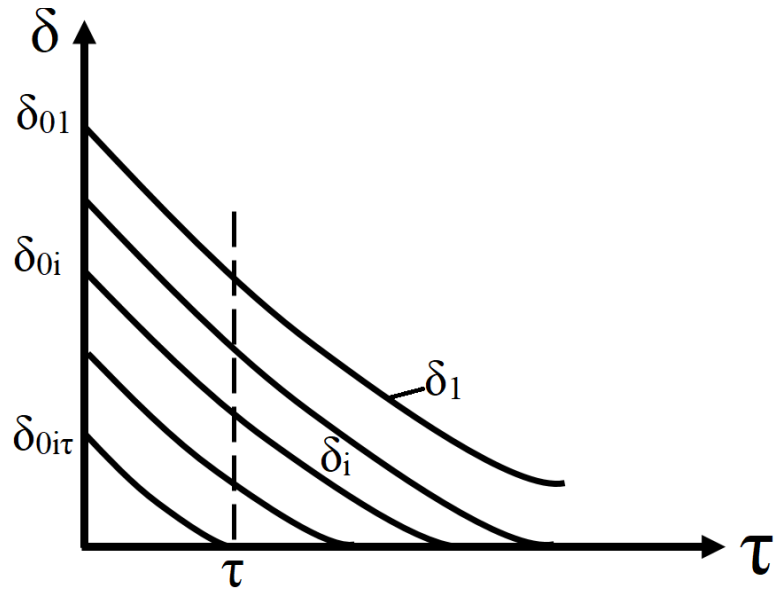


Рис. 7.5. Кривые выгорания в диффузионной области

Интеграл $I_2(x)$ в диффузионной области:

$$\frac{Nu_D \cdot D \cdot \tau}{\beta \cdot \delta_{01}^2} = \int_x^1 \frac{dx}{a + I_1(x)} = I_2(x) . \quad (7.22)$$

Зависимость I_1 от I_2 в диффузионной области (рис. 7.6):

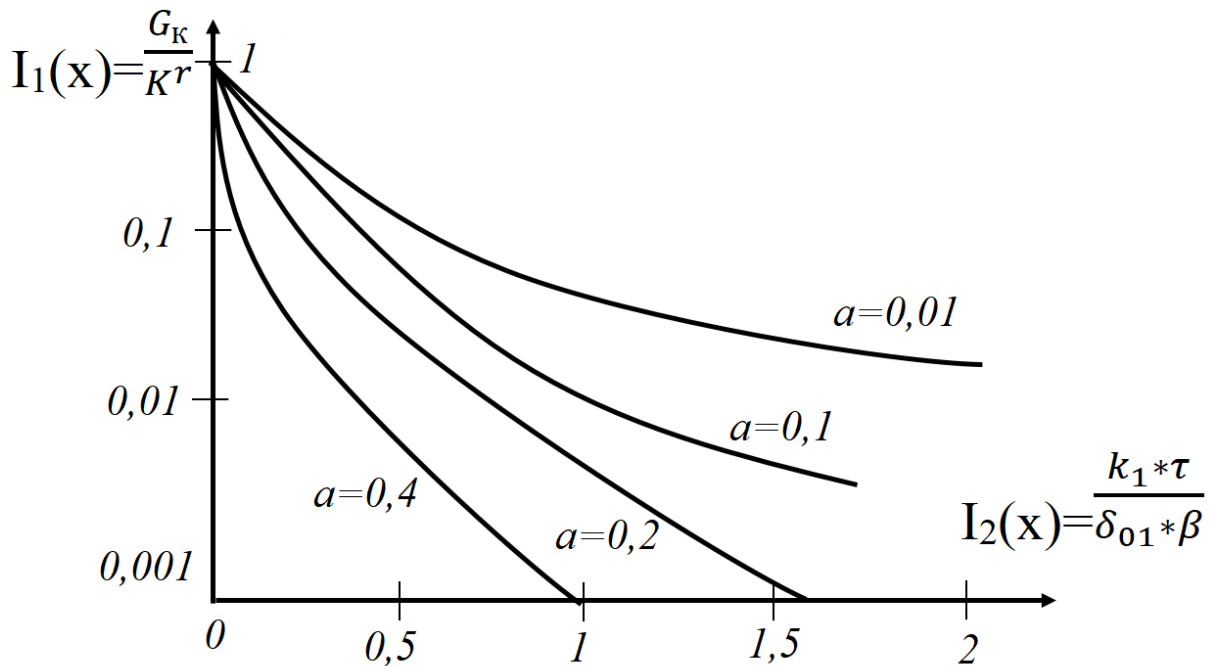


Рис. 7.6. Изменение интеграла I_1 в диффузионной области

В полярных областях (кинетической $N_1 < 0,1$, диффузионной $N_1 > 10$) расчёт относительно несложный.

Промежуточная область

В уравнении горения закон выгорания учитывает не только изменение размеров частиц, но и в какую сторону процесс смещён больше – в кинетическую ($N_1 < 1$) или диффузионную ($N_1 > 1$).

$$N_1 = \frac{k_1}{\alpha_D} = \frac{k_1 \cdot \delta}{Nu_D \cdot D} \quad - \quad N_1 = 1 \text{ – «равноправие» кинетики и диффузии.}$$

Закон изменения размера частиц в промежуточной области:

$$\left(1 + \frac{k_1 \cdot \delta_i}{Nu_D \cdot D}\right) \cdot d\delta_i = \left(1 + \frac{k_1 \cdot \delta_1}{Nu_D \cdot D}\right) \cdot d\delta_1 \quad (7.23)$$

Как найти $I_1 = f(x)$?

Уравнение выгорания наиболее крупной частицы:

$$\frac{dx}{d\tau} = - \frac{k_1}{\beta \cdot \delta_{01}} \cdot \frac{a + I_1(x)}{1 + \frac{k_1 \cdot \delta_{01}}{Nu_D \cdot D} \cdot x} \quad (7.24)$$

т.е. $\frac{dx}{d\tau} = f(\beta, a, N_1)$, при этом β, a – одинаковы для всех областей.

$$\frac{k_1 \cdot \tau}{\beta \cdot \delta_{01}} = \int_x^1 \frac{1 + \frac{k_1 \cdot \delta_{01}}{Nu_D \cdot D} \cdot x}{a + I_1(x)} dx = f\left(a; \frac{k_1 \cdot \delta_{01}}{Nu_D \cdot D}; I_1(x)\right) = I_2(x) . \quad (7.25)$$

Расчёты показали, что зависимость I_2 от N_1 имеет *линейный* характер, который сохраняется примерно при всех значениях n и I_1 .

Таким образом, расчёт можно упростить, зная, что зависимость носит линейный характер.

Достаточно знать $\frac{k_1 \cdot \tau}{\beta \cdot \delta_{01}}$ (в *кинетической* области) и $\frac{Nu_D \cdot D \cdot \tau}{\beta \cdot \delta_{01}^2}$

(в *диффузионной* области), и найти общее решение.

В *промежуточной* области, зная какая область ближе (кинетическая или диффузионная), величина I_1 определяется методом последовательных приближений.

7.3. Определение средней эффективной температуры факела

Как ранее отмечалось, температура факела по длине существенно изменяется (см. рис. 6.3). Температурный уровень в любой точке топочного объема определяется соотношением тепловыделений при сгорании топлива и охлаждением топочных газов. На начальном участке факела наблюдается интенсивное тепловыделение и рост температуры, затем по длине факела температура снижается.

Средняя эффективная температура должна определяться с учетом изменения температуры в реальных топках и механизма горения. Эту температуру можно рассчитать по формуле, предложенной А. М. Гурвичем и А. Г. Блохом для анализа влияния температурного поля на лучистый теплообмен:

$$\Theta_\phi = (e^{-aZ_M} - A \cdot e^{-\beta Z_M})^{0,25}, \quad (7.26)$$

где Θ_ϕ – относительная средняя температура факела;

A, a, β – опытные коэффициенты, зависящие от относительной температуры начала факела θ_{ϕ_n} , относительной температуры дымовых газов на выходе из топки θ_T'' , и параметра Z_M , определяющего положение максимума температур топочной камеры.

На основании этой формулы была получена графическая зависимость $\theta_{\phi} = f(\theta_T'', Z_M)$ для определения средней температуры факела (рис. 7.7).

Относительная температура дымовых газов на выходе из топки θ_T'' может быть определена опытным путем или современными методами расчета топок. Параметр Z_M зависит от вида сжигаемого топлива, конструкции горелок и числа их ярусов, способа удаления шлака.

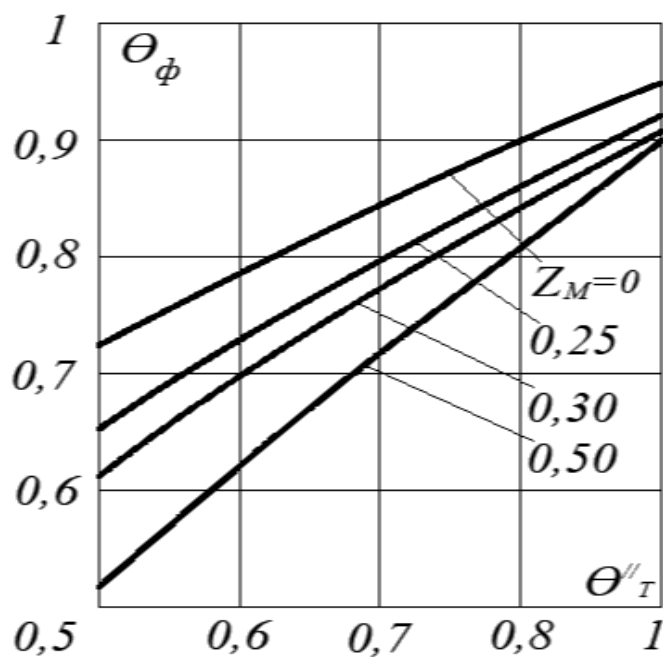


Рис. 7.7. График для определения средней температуры факела

Например, при сжигании антрацитов и тощих углей в топках с сухим шлакоудалением Z_M близко к 0,3, а при сжигании каменных и бурых углей в топках с жидким шлакоудалением Z_M лежит в пределах 0,15-0,25.

При одноярусном расположении вихревых горелок, а также при тангенциальной компоновке прямоочных горелок Z_M стремится к 0, т.е. ось горелок примерно совпадает с максимумом температуры.

Библиографический список

- Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. - М.: Энергия, 1984.
- Акмен Р.Г. Топливо, основы теории горения и топочные устройства: текст лекций.- Харьков: НТУ «ХПИ», 2005.
- Алаев Г.П. Топливо и теория горения: учебное пособие /ЛТА.- Л., 1990.
- Белоусов В.Н., Сергеев В.В. Топливо и теория горения: учебное пособие. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2014. - 231 с.
- Белоусов В.Н., Смородин С.Н., Смирнова О.С. Основы сжигания газа: учебное пособие / СПбГТУРП.- СПб., 2009.
- Белоусов В.Н., Смородин С.Н., Смирнова О.С. Топливо и теория горения. Ч.II. Теория горения: учебное пособие / СПбГТУРП. – СПб., 2011.
- Вулис П.А., Ярин Л.П. Аэродинамика факела.- Л.: Энергия, 1978.
- Григорьев К.А., Рундыгин Ю.А., Тринченко А.А. Технология сжигания органических топлив. Энергетическое топливо: учебное пособие.- СПб.: Изд-во СПбГПУ, 2006.
- Двойнишников В.А., Деев Л.В., Изюмов М.А. Конструкция и расчёт котлов и котельных установок. - М.: Машиностроение, 1988.
- Зельдович Я.Б. Теория горения и детонации газов. – М.: Изд-во АН СССР, 1944.
- Иванов Ю.В. Основы расчёта и проектирования газовых горелок. - М.: Гостоптехиздат, 1963.
- Иссерлин А.С. Основы сжигания газового топлива: справочное руководство. - Л.: Недра, 1980.
- Кнорре Г.Ф. Топочные процессы. – М.-Л.: ГЭИ, 1959.
- Котлер В.Р. Оксиды азота в дымовых газах котлов. – М.: Энергоатомиздат, 1987.
- Липов Ю.М. Основы топочных процессов: конспект лекций. - М.: Энергия, 1969.

Ляховский Д.Н. Аэродинамика закрученных струй и её значение для факельного процесса сжигания газа. - Л.: Гостоптехиздат, 1958.

Мунц В.А., Павлюк Е.Ю. Основы теории горения топлива: учебное пособие. - Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2005.

Мурзаков В.В. Основы теории и практики сжигания газа в паровых котлах. - М.: Энергия, 1969.

Померанцев В.В. и др. Основы практической теории горения: учебное пособие для студентов высших учебных заведений. - Л.: Энергия, 1973.

Сидельковский Л.Н., Юренев В.Н. Котельные установки промышленных предприятий. - М.: Энергоатомиздат, 1988.

Сморозин С.Н., Иванов А.Н., Белоусов В.Н. Котельные установки и парогенераторы: учебное пособие / ВШТЭ СПбГУПТД, - СПб., 2018.

Сморозин С.Н., Иванов А.Н., Белоусов В.Н., Лакомкин В.Ю. Тепловой и аэродинамический расчеты котельных установок: учебное пособие. – 5-е изд., перераб. и доп./ ВШТЭ СПбГУПТД. – СПб., 2018 .

Тюльпанов Р.С., Белоусов В.Н., Иванов А.Н. Разработка трёхканальной газовой горелки, позволяющей снизить эмиссию оксидов азота // Проблемы экономии топливно-энергетических ресурсов на промпредприятиях и ТЭС: межвуз. сб. науч.тр. / СПбГТУРП. - СПб.,1997. Вып.8.

Тюльпанов Р.С. Горелочные устройства в целлюлозно-бумажной промышленности: учебное пособие. - Л.: ЛТА, 1977.

Тюльпанов Р.С. Топочные процессы в целлюлозно-бумажной промышленности: учебное пособие. - Л.: ЛТА, 1977.

Хзмалян Д.М., Каган Я.А. Теория горения и топочные устройства. - М.: Энергия, 1976.

Частухин В.И., Частухин В.В. Топливо и теория горения. – Киев: Выща школа, 1989.

Шагалова С.С., Шницер И.В. Сжигание твёрдых топлив в топках парогенераторов. - Л.: Энергия, 1975.

СО 153-34.02.304-2003. Методические указания по расчету выбросов оксидов азота с дымовыми газами котлов тепловых электростанций. – Москва, 2005. – 28 с.

Belousow W. Experimentelle Untersuchung und mathematische Beschreibung des brennernahen Strömungsfeldes von Drallbrennern, Dissertation A, Dresden, 1990.

Belousow W., Krimmling J., Oelker J. Materielle und mathematische Modellierung von Feuerraum- und Flammenströmungen in Hinblick auf die Verbrennung von Problemkohlen. Wissenschaftliche Zeitschrift der Technischen Universität Dresden, Heft 2, 1990.

Forster P., Ramaswamy V. et al.: Changes in Atmospheric Constituents and in Radiative Forcing. In: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press, Cambridge und New York 2007.

Mathur M.L., Maccalum N.R.L. Swirling air jets issuing from vane swirlers. Part 1: free jets. Journal of the institute of fuel, (214).

Оглавление

1.	Сжигание газообразного топлива	3
1.1.	Механизм горения газа.....	3
1.2.	Механизм цепного горения водорода и метана.....	7
1.3.	Организация процесса сжигания газа. Факторы, оказывающие влияние на процесс горения. Диффузионное и кинетическое горение	10
1.4.	Горелки для сжигания газа, их назначение и классификация.....	16
1.5.	Устойчивость (стабилизация) фронта воспламенения.....	26
1.6.	Особенности расчёта газовых горелок	30
1.7.	Пересчёт горелок при изменении характеристик газа	34
2.	Механизм горения жидкого топлива.....	35
2.1.	Схемы распыления жидкого топлива. Мазутные форсунки.....	43
3.	Механизм горения твердого топлива	46
3.1.	Стадия сушки твердого топлива.....	50
3.2.	Стадия прогрева	55
3.3.	Стадия выхода летучих.....	63
3.4.	Стадия воспламенения и горения летучих.....	73
3.5.	Стадия горения углерода кокса.....	76
4.	Механизм горения углерода кокса	81
4.1.	Основные реакции горения углерода.....	81
4.2.	Определение кинетических характеристик горения углерода...	84
5.	Время и скорость горения. Теория приведённой пограничной плёнки. Область и схема горения	89
5.1.	Область горения. Диффузионно-кинетическая теория горения..	90
5.2.	Схемы горения. Теория приведённой пограничной плёнки.....	91
5.2.1.	Толщина ППП	93
5.2.2.	Схема горящего пограничного слоя (ГПС).....	94
5.2.3.	Роль гомогенной реакции догорания СО. Критерий Семёнова...	99
5.2.4.	Негорящий пограничный слой	104
5.2.5.	Двойной горящий пограничный слой	110
5.3.	Условия выгорания углеродной частицы	116
5.3.1.	Анализ областей горения коксовой частицы.....	118
5.4.	Время горения углеродной частицы	120
5.3.	Условия выгорания углеродной частицы	116
6.	Особенности протекания процесса в пылеугольном факеле	122
7.	Основные положения для разработки теории расчёта выгорания факела.....	131
7.1.	Определение величины несгоревшего кокса для полифракционного факела.....	136
7.2.	Закон изменения размеров частиц при выгорании.....	139
7.3.	Определение средней эффективной температуры факела.....	146
	Библиографический список	148

Учебное издание

Владимир Николаевич Белоусов

Сергей Николаевич Смородин

Виктор Дмитриевич Цимбал

**Топливо и процессы горения
в теплоэнергетических установках**

Часть 3

Редактор и корректор Н.П.Новикова

Темплан 2020 г., поз. 68

Техн. редактор Л.Я.Титова

Подп. к печати 03.06.2020.

Формат 60×84/16.

Бумага тип. № 1.

Печать офсетная. 9,5 печ.л.; 9,5 уч.-изд.л. Тираж 100 экз. Изд. № 68.

Цена «С». Заказ

Ризограф Высшей школы технологии и энергетики СПбГУПТД, 198095,
Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 4.