

Министерство образования и науки Российской Федерации
Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный технологический
университет растительных полимеров»

*80-летию СПб ГТУРП
посвящается*

А.П. Бельский, В.Ю. Лакомкин

**СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ
ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
И ТЕПЛОТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ
И УСТАНОВКАХ**

Учебное пособие

Издание 2-е, исправленное и дополненное

**Санкт-Петербург
2011**

ББК 31.31я7
Б 442
УДК 621.1(075)

Бельский А.П., Лакомкин В.Ю.

Специальные вопросы тепломассообмена в энергетических и теплотехнологических процессах и установках: учебное пособие.- Изд. 2-е, испр. и доп. - ГОУВПО СПб ГТУ РП. - СПб., 2011. -98 с.: ил. 38.

В учебном пособии рассмотрены процессы тепломассообмена, протекающие в энергетических и теплотехнологических установках, инженерные методы их расчета на базе уравнений теплового баланса и тепло- и массообмена.

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов всех форм обучения по специальностям 140104 «Промышленная теплоэнергетика» и 140105 «Энергетика теплотехнологий», аспирантов и инженерно-технического персонала промышленных предприятий.

Рецензенты: канд.техн.наук, профессор кафедры теплосиловых установок и тепловых двигателей СПб ГТУ РП **Саунин В.И.**;

канд.техн.наук, доцент, технический директор ООО «Гарант - Проект» **Мишин О.Н.**

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

© Бельский А.П., Лакомкин В.Ю., 2011

© ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный технологический университет растительных полимеров», 2011

ВВЕДЕНИЕ

Курс лекций “Специальные вопросы тепломассообмена в энергетических и теплотехнологических процессах и установках” является дисциплиной по профилю будущей специальности инженера-теплоэнергетика и базируется на таких фундаментальных дисциплинах, как физика, термодинамика, гидродинамика, тепломассообмен, теория горения и других предметах и является завершающим при обучении студентов по специальности “Промышленная теплоэнергетика” (специальность 140104).

Данный курс на протяжении более 20 лет читал профессор П. А. Жучков*, он разработал программу курса, издал несколько учебных пособий и монографий [6, 7, 8 и др.].

Авторы настоящего учебного пособия переработали и дополнили имеющийся материал по тепломассообмену в плане дальнейшего развития курса “Высокотемпературные теплотехнологические процессы и установки”, упростили некоторые разделы, уделили больше внимания физическому пониманию протекающих процессов, а также их математическому описанию.

В предлагаемом учебном пособии приведены процессы тепломассообмена, протекающие в энергетических и теплотехнологических установках, и инженерные методы их расчёта на базе уравнений теплового баланса, тепло- и массообмена, которые изучались студентами в курсе “Тепломассообмен”. На основании анализа полученных уравнений представляется возможность выбирать рациональные режимы термообработки материалов, намечать и реализовывать мероприятия по экономии топливно-энергетических ресурсов и увеличивать КПД энергетических и теплотехнологических установок. Материал данного курса лекций получен в основном сотрудниками кафедры и авторами настоящего учебного пособия при выполнении теоретических и экспериментальных исследований. Он является основой для дальнейшего развития теории энерготехнологических процессов в установках различных отраслей промышленности.

Материал включает в себя инженерные методы расчетов и аналитические исследования процессов, протекающих в энергетических и теплотехнологических аппаратах и установках, выполненные на базе фундаментальных уравнений тепломассообмена, гидродинамики потоков жидкости, с определением длительности нагревания (охлаждения) или

горения, поверхности теплообмена или температурного режима.

Учебное пособие состоит из трех разделов. В первом разделе очень кратко приведены основные закономерности теплообмена, которые изучали студенты в других курсах. Во втором разделе рассмотрены процессы теплообмена при горении твердого, жидкого и газообразного видов топлива. В третьем разделе приведено решение отдельных задач в основном для теплотехнологии целлюлозно-бумажной промышленности.

В настоящем курсе рассмотрены на первый взгляд разрозненные задачи, но их объединяют процессы переноса теплоты и массы вещества между рабочими средами. Авторы будут считать свою цель достигнутой, если данное учебное пособие окажет помощь студентам, аспирантам, инженерно-техническому персоналу промышленных предприятий и проектных организаций в расчётах теплообменных аппаратов и установок, в разработке мероприятий по экономии топливно-энергетических ресурсов, интенсификации теплотехнологических процессов, а также при выборе рациональных режимов работы энергетического и теплотехнологического оборудования.

*** Жучков Павел Алексеевич — доктор технических наук, профессор Ленинградского технологического института целлюлозно-бумажной промышленности. Разработал инженерные методы расчётов теплотехнологических и энергетических аппаратов и установок. В период с 1962 по 1988 год заведовал кафедрой промышленной теплоэнергетики.**

1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕПЛОМАСООБМЕНА

1.1. Теплопроводность

Теплообмен — самопроизвольный необратимый процесс переноса теплоты от более нагретых тел к менее нагретым. В общем случае теплообмен может вызываться также неоднородностью полей и других физических величин, например, разностью концентраций вещества.

Тепловой поток Q (кДж/ч, Вт) — это количество теплоты, переносимое через изотермическую поверхность в единицу времени (мощность теплового потока).

Плотность теплового потока q (Вт/м²) — это тепловой поток dQ , отнесённый к площади dF изотермической поверхности:

$$q = \frac{dQ}{dF}. \quad (1.1)$$

Плотность теплового потока — вектор, направление которого совпадает с направлением распространения теплоты в данной точке и противоположно направлению вектора и температурного градиента dt/dx .

Различают три вида теплообмена: теплопроводностью, конвекцией и излучением.

Теплопроводность — это свойство твёрдых материалов и неподвижных газовых и жидких сред проводить через себя теплоту за счёт передачи энергии от одной молекулы к другой. Внутренний механизм теплопроводности объясняется на основе молекулярно-кинетических представлений — перенос энергии осуществляется вследствие теплового движения и энергетического взаимодействия между микрочастицами — молекулами, атомами, электронами, из которых состоит тело.

Явление теплопроводности возникает при наличии градиента температуры и в однородном стационарном случае ($t=f(x)$) описывается уравнением Фурье.

$$dQ = -\lambda \frac{dt}{dx} dF, \quad (1.2)$$

где dQ — количество теплоты, переносимое через пло-

щадку dF в направлении нормали x к этой площадке в сторону убывания температуры, кДж/ч , Вт ; dt/dx — градиент температуры, $^\circ\text{C/м}$; λ — коэффициент теплопроводности, численно равный количеству теплоты, переносимой через единицу поверхности за единицу времени при градиенте температуры, равном единице, $\text{Вт}/(\text{м}^\circ\text{C})$.

При нестационарном режиме температура t в различных точках изменяется не только в пространстве, но и с течением времени:

$t = f(x, y, z, t)$, где x, y, z — координаты точки; t — длительность процесса, ч .

Вид функции устанавливается с помощью решения дифференциального уравнения нестационарной теплопроводности Фурье без внутренних источников теплоты, которое для однородного изотропного тела имеет следующий вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (1.3)$$

где $a = \lambda/c_p\rho$ — коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$; λ — коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{K})$; c_p — теплоёмкость среды или материала, $\text{кДж}/(\text{кг}^\circ\text{C})$; ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Для одномерной задачи уравнение (1.3) приобретает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (1.4)$$

В промышленных аппаратах и природных явлениях, как правило, температурное поле нестационарное.

1.2. Конвективный теплообмен при естественной конвекции

Конвективным теплообменом или теплоотдачей называется процесс переноса теплоты между поверхностью твёрдого тела и жидкой или газообразной средой. При этом перенос теплоты осуществляется одновременным действием теплопроводности через пограничный слой и конвекцией.

Естественная конвекция — перемещение жидких или газообразных сред под действием разности плотностей нагретых и холодных частиц жидкости в гравитационном поле.

Вынужденное движение возникает под действием посторонних побудителей (насоса, компрессора, вентилятора). В природных явлениях ветер возникает под действием разности давлений, действующих в различных районах земного шара.

Тепловой поток Q (Вт) при конвективном теплообмене пропорционален коэффициенту теплоотдачи α_k , поверхности F и разности температур между нагретой стенкой (жидкостью) и жидкостью (стенкой) и описывается уравнением Ньютона-Рихмана.

$$Q = \alpha_k F (t_{CT} - t_{Ж}), \quad (1.5)$$

где α_k — коэффициент конвективной теплоотдачи, Вт/(м²К); F — поверхность теплообмена, м²; t_{CT} — температура нагретой стенки, °С; $t_{Ж}$ — температура потока жидкости, °С.

Процесс теплоотдачи является достаточно сложным и зависит от формы обтекаемой поверхности, режима течения, температурных условий и других факторов.

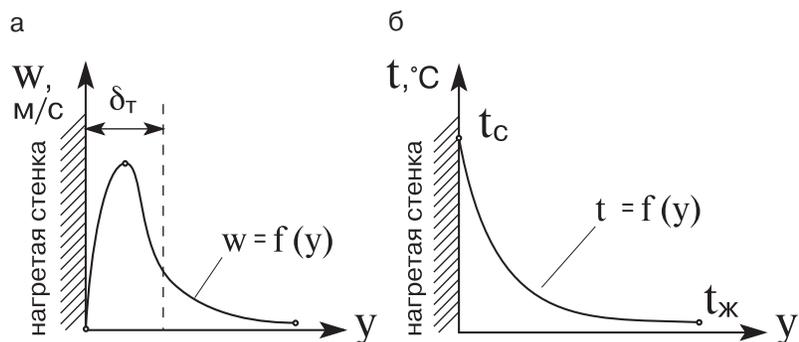


Рис. 1.1. Изменения: а — скорости $w=f(y)$ и б — температуры среды $t=f(y)$ при естественной конвекции у нагретой поверхности, где: δ_T — толщина пограничного слоя; t_{CT} — температура стенки, $t_{Ж}$ — температура окружающей среды

В качестве примера на рис. 1.1 показаны графики изменения скорости $w=f(y)$ и температуры $t=f(y)$ жидкости у вертикальной нагретой поверхности при естественной конвекции.

При свободном движении жидкости в пограничном слое скорость у нагретой поверхности $w=f(y)$ равна нулю, на некотором расстоянии приобретает максимум и вдали от стенки снова становится равной нулю (рис. 1.1, а). Температура жидкости $t=f(y)$ изменяется от максимальной t_{CT} у нагретой поверхности стенки до $t_{ж}$ в окружающей среде (рис. 1.1, б).

Исследования теплообмена при свободном движении жидкостей и газов вблизи нагретых поверхностей, имеющих различную форму и их расположение (вертикальные и горизонтальные трубы, плиты) для расчёта коэффициента теплообмена позволили получить обобщённую критериальную зависимость следующего вида:

$$Nu_T = c (Gr Pr)^n, \quad (1.6)$$

где c — коэффициент пропорциональности; n — показатель степени.

Значения c и n зависят от комплекса величин и определяются по справочным таблицам [1, 2].

Теплообменный критерий Нуссельта равен:

$$Nu_T = \frac{\alpha l}{\lambda}, \quad (1.7)$$

где α — коэффициент конвективной теплоотдачи, Вт/м²К; l — определяющий размер, м; λ — коэффициент теплопроводности жидкости, располагающейся у теплообменной поверхности, Вт/(м·К).

Критерий Нуссельта Nu_T можно рассматривать как отношение плотности действительного потока теплоты, определяемого через коэффициент теплообмена к плотности потока теплоты, который имел бы место в условиях чистой теплопроводности в слое толщиной δ_T .

Критерий Грасгофа Gr , характеризующий относительную эффективность подъёмной силы, вызывающей свободно-конвективное движение среды, равен

$$Gr = \frac{\beta g l^3 \Delta t}{\nu^2}, \quad (1.8)$$

где g — ускорение свободного падения, m^2/c ; β — температурный коэффициент объёмного расширения среды, $1/K$; Δt — температурный напор, K ; l — характерный линейный размер, m ; ν — коэффициент кинематический вязкости, m^2/c ;

Теплообменный критерий Прандтля равен

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c_p}{\lambda}, \quad (1.9)$$

где μ — коэффициент динамической вязкости жидкости или газов, $Pa \cdot c$; c_p — удельная изобарная теплоёмкость среды, $kJ/(kg \cdot K)$; a — коэффициент температуропроводности, m^2/c .

1.3. Конвективный теплообмен

при вынужденном движении жидкости в каналах

В промышленных установках широкое распространение получили трубчатые теплообменные аппараты, в которых одна среда движется по трубам (продольное обтекание), а вторая среда — по межтрубному пространству (поперечное обтекание).

На рис. 1.2 приведено распределение скорости потока жидкости по сечению трубы при ламинарном (а) и турбулентном (б) режимах движения.

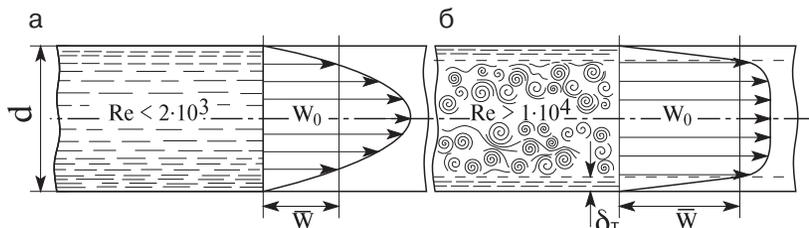


Рис. 1.2. Распределение скоростей по сечению трубы при: а — ламинарном и б — турбулентном режимах движения жидкости.

Ламинарный (параллельно-струйчатый) режим наблюдается при малых скоростях движения жидкости, при которых движущиеся струи между собой не перемешиваются. При скоростях потока больше значения $w_{кр}$ режим течения переходит в турбулентный, при котором молекулы жидкости или газа перемещаются не только в продольном, но также и в поперечном направлении потока, при этом молекулы переносят с собой теплоту (молярный перенос).

Режим течения жидкости можно определить по величине критерия Рейнольдса

$$Re = \frac{w l}{\nu} = \frac{\rho w l}{\mu}, \quad (1.10)$$

где w — скорость потока жидкости или газов, м/с; l — определяющий размер, м; ρ — плотность потока вещества, кг/м³.

Критерий Рейнольдса характеризует меру отношения сил инерции к силам трения.

При движении жидкости в трубах в условиях ламинарного режима (при $Re_{кр} < 2 \cdot 10^3$) перенос теплоты от одного слоя жидкости к другому в направлении нормали к стенке осуществляется теплопроводностью.

Коэффициент теплоотдачи при ламинарном режиме течения жидкости рассчитывается по формуле:

$$Nu_{ж} = 1,4 \left(Re_{ж} \frac{d}{l} \right)^{0,4} \cdot Pr_{ж}^{0,33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{с}} \right)^{0,25}, \quad (1.11)$$

где $Nu_{ж} = \frac{\alpha d}{\lambda}$; $Pr_{ж} = \frac{\nu_{ж}}{a_{ж}}$; $Pr_{с} = \frac{\nu_{с}}{a_{с}}$.

Индексы “ж” и “с” означают, что физические свойства выбираются при средней температуре жидкости и стенки соответственно.

При турбулентном режиме движения жидкости перенос теплоты в объёме жидкости происходит в основном за счёт

перемешивания (молярный перенос теплоты). Критериальная зависимость для определения коэффициента теплоотдачи при турбулентном режиме движения в каналах имеет следующий вид [1]:

$$Nu_{ж} = 0,021 Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{с}} \right)^{0,25} \quad (1.12)$$

За определяющую температуру здесь принята средняя температура жидкости, а за определяющий размер — эквивалентный диаметр $d_{эк} = 4F/\Pi$, где F — сечение для прохода жидкости, m^2 ; Π — периметр сечения, m .

1.4. Конвективный теплообмен при обтекании плоских поверхностей

В тепломассообменных аппаратах и установках также применяется продольное обтекание плоских поверхностей потоком жидкости или газов, например, в пластинчатых теплообменных аппаратах, в сушильных установках при обтекании листов картона или целлюлозы, когда вдоль плоской поверхности происходит образование динамического пограничного слоя, показанного на рис. 1.3.

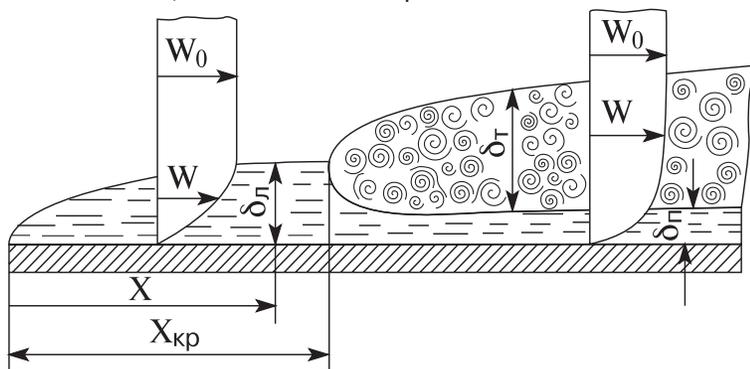


Рис. 1.3. Схема движения жидкости при обтекании пластины, где: w_0 — скорость невозмущенного потока жидкости; w — текущее значение скорости в ламинарном пограничном слое; δ_l , δ_t — соответственно толщины ламинарного и турбулентного слоев; δ_n — толщина пограничного слоя при турбулентном течении жидкости; x — координата

По мере движения потока вдоль поверхности толщина пограничного слоя постепенно возрастает. На небольших расстояниях от передней кромки пластины пограничный слой весьма тонкий и течение в нём носит струйный (ламинарный) характер. Далее, на расстоянии $X_{кр}$ в пограничном слое возникают вихри и режим течения принимает турбулентный характер, теплота в нём переносится за счёт активного перемешивания потока (молярным способом), однако в непосредственной близости от поверхности вихри затухают, здесь сохраняется очень тонкий пограничный слой и теплота в нём распространяется теплопроводностью (молекулярным способом).

Критическое число Рейнольдса для обтекания плоских поверхностей составляет $Re_{кр} = 4 \cdot 10^4$.

При обтекании пластины критериальные уравнения имеют следующий вид при:

а — ламинарном режиме течения жидкости

$$\bar{Nu}_T = 0,57 Re_{ж}^{0,5}; \quad (1.13)$$

б — турбулентном режиме течения

$$\bar{Nu}_T = 0,032 Re_{ж}^{0,8}. \quad (1.14)$$

В качестве определяющего размера при расчетах \bar{Nu}_T и $Re_{ж}$ принимается длина обтекаемой поверхности.

В теплообменных аппаратах, где в качестве греющей среды применяется не сухой, а влажный воздух, происходит конденсация водяных паров, тогда коэффициент α_1 (Вт/(м²К)) возрастает и формула для расчётов приобретает следующий вид:

$$\alpha'_1 = \alpha_1 \left(1 + \frac{\Delta d r}{1000 \Delta t c_B} \right), \quad (1.15)$$

где Δd — снижение влагосодержания воздуха, г/кг; Δt — снижение температуры воздуха, °С; r — теплота парообразования (теплота, выделившаяся в результате конденсации водяных паров), кДж/кг; c_B — теплоёмкость влажного воздуха, кДж/(кг·К).

1.5. Теплообмен при кипении жидкости

В теплообменных аппаратах энергетических и теплотехнологических установок происходят процессы образования пара за счёт подвода теплоты от высокотемпературных источников (паровые котлы, паропреобразователи и др. установки).

На рис. 1.4 показан сосуд с кипящей водой и паром и график изменения температуры по высоте воды и пара. Как следует из графика, жидкость оказывается несколько перегретой в сравнении с температурой пара.

Интенсивность теплообмена между дном и водой в значительной степени зависит от температурного режима, кипение при этом может быть пузырьковое и плёночное. Удельный тепловой поток при кипении жидкости определяется по уравнению Ньютона-Рихмана

$$q_{\text{кип}} = \alpha_{\text{кип}} (t_{\text{гр}} - t_{\text{ж}}), \quad (1.16)$$

где $\alpha_{\text{кип}}$ — коэффициент теплоотдачи при кипении жидкости, Вт/м²К; $t_{\text{гр}}$, $t_{\text{ж}}$ — температуры греющей поверхности и жидкости, К.

Более подробно о теплообмене при кипении жидкости см. в [1].

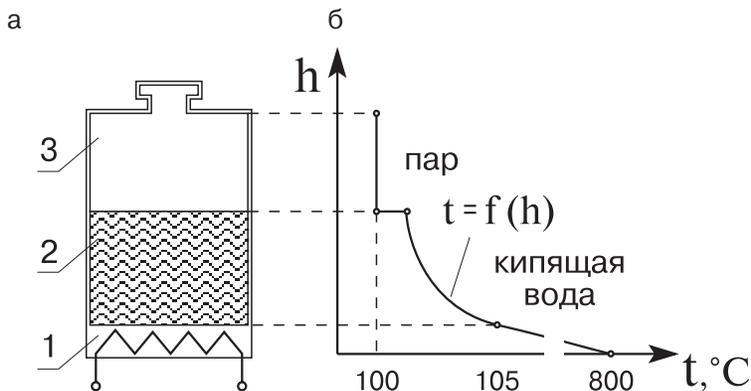


Рис. 1.4. Изменение температуры по высоте сосуда с кипящей водой: а — сосуд с кипящей водой, б — график изменения температуры пара и воды по высоте сосуда; 1 — нагреватель; 2 — кипящая вода; 3 — водяной пар

1.6. Контактный (кондуктивный) теплообмен

В некоторых теплотехнологических и энергетических аппаратах и установках теплообмен осуществляется за счёт непосредственного контакта (кондукции) нагретой поверхности с влажным материалом.

Например, при сушке бумаги на цилиндрах бумага соприкасается с нагретой поверхностью. В барабанных сушильных установках влажный материал соприкасается с нагретой поверхностью барабана.

В этом случае плотность теплового потока может быть вычислена по уравнению Ньютона-Рихмана

$$q_{\text{КТ}} = \alpha_{\text{КТ}} (t_{\text{ГР}} - t_{\text{ПМ}}), \quad (1.17)$$

где $\alpha_{\text{КТ}}$ — коэффициент контактного (кондуктивного) теплообмена, Вт/(м·К); $t_{\text{ГР}}$, $t_{\text{ПМ}}$ — температуры греющей поверхности и материала, °С.

Коэффициент контактного (кондуктивного) теплообмена зависит от многочисленных факторов и прежде всего от плотности контакта греющей поверхности и материала, силы прижатия материала к греющей поверхности, свойств высушиваемого материала и других факторов.

При сушке бумаги на нагретых цилиндрах коэффициент контактного теплообмена находится в пределах 600-800 Вт/(м²·К) [6].

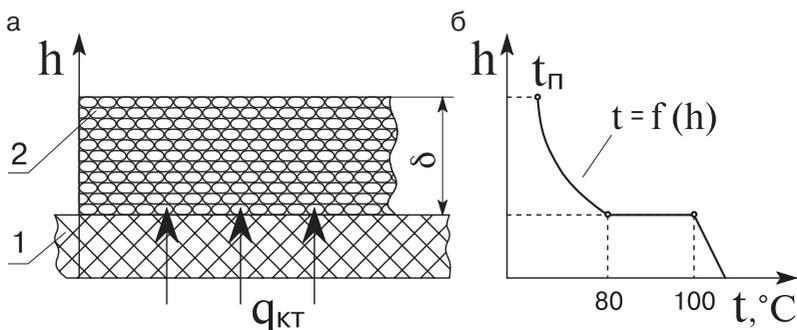


Рис. 1.5. Контактный (кондуктивный) теплообмен: а — схема контактного теплообмена и б — график изменения температуры в нагретой пластине и влажном материале (б): 1 — греющая поверхность; 2 — сушимый материал

1.7. Теплообмен излучением

В некоторых теплоэнергетических и теплотехнологических установках теплообмен в рабочих камерах осуществляется лучеиспусканием от высокотемпературных источников теплоты (горящего факела, нагретых поверхностей, электрических нагревателей, трехатомных газов и других источников).

Суммарное излучение, проходящее через произвольную поверхность F в единицу времени, называется потоком излучения Q (Вт). Лучистый поток, испускаемый с единицы поверхности по всем направлениям, называется плотностью потока излучения E (Вт/м²).

Основным законом теплового излучения является закон Планка, описывающий мощность излучения черного тела $E_{0\lambda}$, как функцию температуры T и длины волны λ :

$$E_{0\lambda} = \int_0^{\infty} \frac{c_1 d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{c_2/\lambda T} - 1 \right)}, \quad (1.18)$$

где C_1, C_2 — константы; λ — длина волны, мкм; $E_{0\lambda}$ — количество лучистой энергии, излучаемой в диапазоне длин волн $d\lambda$, Вт/(м² · мкм); T — абсолютная температура излучающей поверхности, К.

На рис. 1.6 закон Планка представлен графически. Из графика видно, что при повышении температуры мощность излучения возрастает (мощность излучения соответствует площади под кривой), а ее максимум сдвигается в сторону меньших длин волн.

Связь между максимальной длиной волны λ_{\max} и температурой излучающей поверхности T определяется законом Вина:

$$\lambda_{\max} = 2,9 \cdot 10^{-3} T. \quad (1.19)$$

Полное количество энергии, излучаемое 1м² нагретой поверхности абсолютно чёрного тела в единицу времени, определяется законом Стефана-Больцмана. Применительно к реальным “серым” телам этот закон имеет вид:

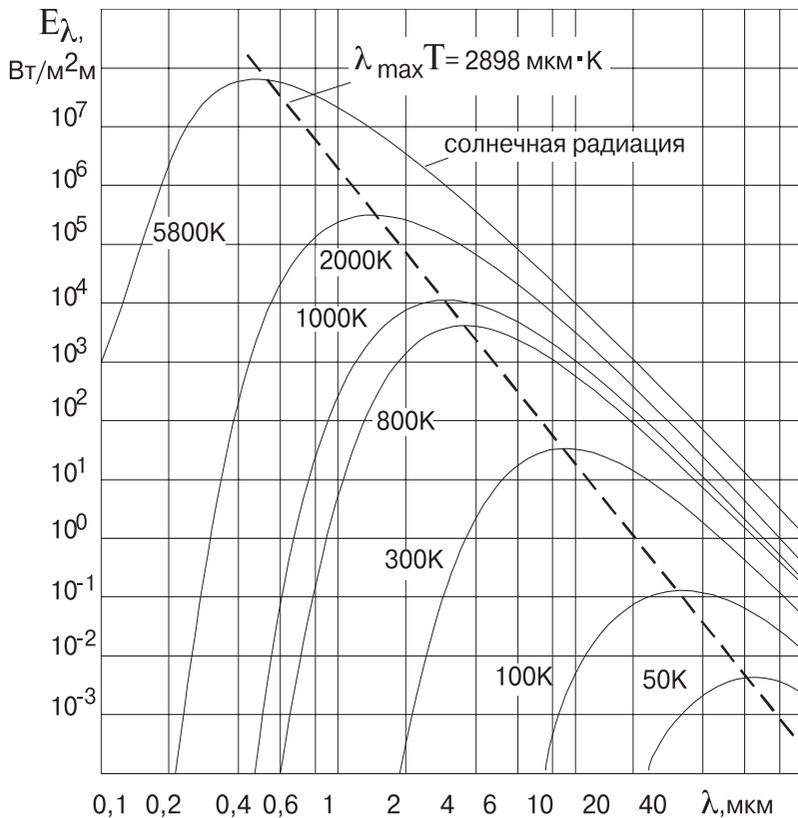


Рис.1.6. Распределение энергии по длинам волн при излучении абсолютно чёрного тела

$$E = \epsilon E_0 = \epsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (1.20)$$

где C_0 — коэффициент излучения абсолютно чёрного тела, $C_0 = 5,67 \text{ Вт}/\text{м}^2\text{K}^4$; ϵ — степень черноты лучеиспускающего тела; T — абсолютная температура излучающего тела, К

Поток излучения между плоскими поверхностями излучателя и лучевоспринимающей поверхностью определяет-

ся по уравнению Стефана-Больцмана

$$Q_{\text{изл}} = \epsilon_{\text{пр}} c_0 \left[\left(\frac{T_{\text{и}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{пм}}}{100} \right)^4 \right] F_{\text{эф}}, \quad (1.21)$$

где $T_{\text{и}}$, $T_{\text{пм}}$ — абсолютные температуры излучателя и лучевоспринимающей поверхностей, К; $F_{\text{эф}}$ — эффективная поверхность лучистого теплообмена, м²; $\epsilon_{\text{пр}}$ — приведенная степень черноты лучеиспускающей и лучевоспринимающей поверхностей.

Для плоских тел приведенная степень черноты излучателя и лучевоспринимающей поверхности определяется по формуле

$$\epsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_2 - 1}, \quad (1.22)$$

где ϵ_1 , ϵ_2 — соответствующие степени черноты лучеиспускающей и лучевоспринимающей поверхностей.

1.8. Тепломассообмен в двухкомпонентных средах

Во многих теплоэнергетических и теплотехнологических процессах и установках процессы теплообмена сопровождаются переносом массы одного компонента относительно другого, или диффузией. Так, например, в процессах горения топлива кислород под действием диффузии перемещается из объема к поверхности реагирования, а продукты сгорания движутся в обратном направлении. При испарении влаги водяные пары под действием разности концентраций перемещаются от поверхности испарения в окружающую среду.

Диффузией называется самопроизвольный процесс, направленный на установление внутри фаз равномерного распределения концентраций. В однородной по температурам и давлениям смеси процесс диффузии направлен к выравниванию концентраций в системе: происходит перенос вещества из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией.

Аналогично теплообмену диффузия (массообмен) может происходить как молекулярным (микроскопическим), так и молярным (макроскопическим) путём.

Поток массы J (кг/ч) — это количество вещества, проходящее в единицу времени через данную поверхность F в направлении нормали к ней.

Плотность потока массы j_m (кг/(м²ч)) — это поток массы, проходящий через единицу поверхности за один час и в дифференциальной форме имеет следующий вид:

$$j_m = \frac{dJ}{dF}. \quad (1.23)$$

В однородной по температуре и давлению макроскопической неподвижной двухкомпонентной смеси плотность потока массы одного из компонентов за счёт молекулярной диффузии описывается законом Фика

$$j_m = -D \cdot \frac{dc}{dn}, \quad (1.24)$$

где c — местная концентрация данного вещества (компонента), равная отношению массы компонента к объёму смеси, кг/м³; D — коэффициент молекулярной диффузии одного компонента относительно другого, м²/с; n — нормаль к поверхности одинаковой концентрации данного вещества; dc/dn — градиент концентрации (направлен в сторону возрастания концентрации).

Движущей силой, обуславливающей перенос вещества, является градиент концентраций dc/dn .

Знак минус в уравнении (1.24) указывает на то, что согласно закону Фика, перенос вещества происходит в сторону уменьшения его концентрации.

Закон диффузии Фика формулируется следующим образом: поток массы вещества за счёт диффузии пропорционален градиенту концентраций и коэффициенту молекулярной диффузии и направлен в сторону снижения концентрации вещества.

Общее уравнение плотности потока массы i -го компонента j_{mi} (кг/(м²ч)) с учётом концентрационной диффузии, термодиффузии и бародиффузии имеет следующий вид:

$$\vec{j}_{mi} = -D \cdot \frac{\partial c_i}{\partial n} - \frac{D_T}{T} \frac{\partial t_i}{\partial n} - \frac{D_p}{P} \frac{\partial p_i}{\partial n}, \quad (1.25)$$

где ρ — плотность, кг/м³; D — коэффициент молекулярной диффузии, м²/с; $D_T = k_T \cdot D \cdot \rho$ — коэффициент термодиффузии, м²/с; $D_p = k_p \cdot D \cdot \rho$ — коэффициент бародиффузии, м²/с; P — давление смеси, кг/м²; $\partial c_i / \partial n$; $\partial t_i / \partial n$; $\partial p_i / \partial n$ — соответственно градиенты концентрации, температуры и давления.

Первый член в уравнении (1.25) учитывает концентрационную диффузию.

Физический смысл второго слагаемого в уравнении (1.25) сводится к так называемой термической диффузии. При наличии градиента температуры поток массы вещества перемещается в сторону более низких температур (эффект Соре).

Если в смеси имеет место градиент полного давления, то может возникнуть диффузия за счёт неоднородности давления. Этот вид диффузии называют бародиффузией, он учитывается третьим слагаемым в уравнении (1.25).

Конвективный массообмен — это перенос массы вещества в многокомпонентной среде совместно с процессом молекулярной диффузии и конвекции.

Аналогично теплоотдаче конвективный массообмен между жидкой или твёрдой поверхностью и окружающей средой называют массоотдачей. В рассматриваемых случаях тепло- и массообмен протекают одновременно.

На рис. 1.7. условно показана схема теплообмена (с левой стороны) и массообмена (с правой стороны) при испарении влаги с поверхности материала и распределение температуры и концентрации водяных паров в пограничном слое.

Плотность теплового потока определяется по уравнению Ньютона-Рихмана

$$q_{KB} = \alpha_{KB} (t_B - t_{PM}). \quad (1.26)$$

Для расчета массоотдачи используется уравнение следующего вида:

$$j_m = \alpha_m (c_{\text{ПМ}} - c_{\text{В}}), \quad (1.27)$$

где $c_{\text{ПМ}}$, $c_{\text{В}}$ — концентрации водяного пара у поверхности испарения и в окружающей среде, $\text{кг}/\text{м}^3$; α_m — коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности концентраций диффундирующего вещества, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{ед.концентрации})$. Коэффициент массоотдачи α_m — это количество массы вещества, которое испаряется с единицы поверхности за единицу времени при единичной разности концентраций.

Так как $pV = mRT$ и $p = cRT$, тогда уравнение (1.27) представим в следующем виде:

$$j_m = \frac{\alpha_m}{RT} (p_{\text{ПМ}} - p_{\text{В}}) = \beta_p (p_{\text{ПМ}} - p_{\text{В}}), \quad (1.28)$$

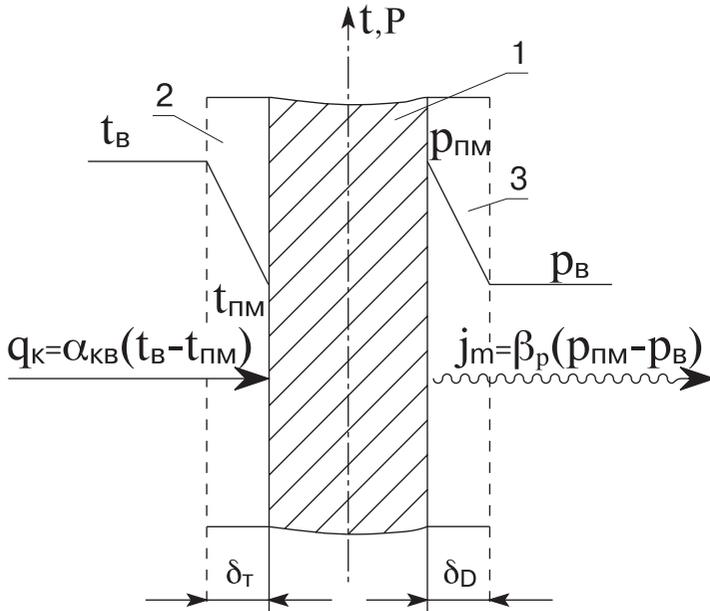


Рис.1.7. Схема тепломассообмена в процессе испарения влаги: 1 — влажный материал; 2 — температурный пограничный слой; 3 — диффузионный пограничный слой; δ_T , δ_D — толщины соответственно температурного и диффузионного пограничных слоев

где β_p — коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности парциальных давлений, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{Па})$; $p_{\text{пм}}$, $p_{\text{в}}$ — парциальные давления паров у поверхности испарения и в окружающей среде, Па.

Уравнение (1.28) известно, как закон Дальтона.

Коэффициент массообмена α_m определяется из критериальных формул, аналогичных теплообменным критериальным уравнениям.

Диффузионный критерий Нуссельта равен

$$\text{Nu}_D = \frac{\alpha_m l}{D} = a \cdot \text{Re}^n. \quad (1.29)$$

Коэффициент молекулярной диффузии для нормальных условий D_0 находится по таблицам и пересчитывается для данной температуры по соотношению

$$D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,75}, \quad (1.30)$$

где T — абсолютная температура окружающей среды; $T_0 = 273 \text{ }^\circ\text{C}$.

На основании приведенных уравнений выполняются расчеты переноса массы вещества в различных энергетических и физико-химических процессах.

2. ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ ГОРЕНИИ ТОПЛИВА

2.1. Кинетика реакций в процессах горения топлива

В процессах горения топлива основными являются химические реакции окисления органических веществ, входящих в состав топлива. Реакции горения сопровождаются процессами смесеобразования, составляющими сложную аэродинамическую структуру потоков газовой смеси и топлива, конвективным и лучистым теплообменом между газовым потоком и частичками топлива, турбулентной (молекулярной) и молекулярной диффузией кислорода газового потока к поверхности окисления и образовавшихся продуктов сгорания, движущихся в обратном направлении.

Процесс сжигания топлива связан также с подготовкой топлива и окислителя к сжиганию: сушке, размолу топлива,

нагреванию топлива и воздуха. Кроме того, топочный процесс усложняется поведением минеральной части в топке и в конвективных поверхностях нагрева.

Однако многие вопросы не входят в содержание данного курса и рассматриваются фрагментарно, поскольку они оказывают влияние на интенсивность теплообмена при подготовке, возгонке и горении топлива.

Основной задачей данного раздела курса лекций “Специальные вопросы теплообмена” является изучение роли теплообмена в протекании реакций горения топлива с целью организации физических процессов таким образом, чтобы они благоприятствовали протеканию химических реакций горения топлива и топочных процессов.

Теплообмен в процессах горения топлива невозможно рассматривать в отрыве от кинетики химических реакций, поэтому в курсе лекций кратко рассмотрены основные закономерности химического взаимодействия окислителя и органической части топлива.

В зависимости от вида топлива при горении химические реакции делятся на гомогенные и гетерогенные.

Гомогенная система — это система, химические и физические свойства которой во всех частях одинаковы или меняются непрерывно без скачков (между частями системы нет поверхностей раздела).

Гомогенные реакции протекают в однородной смеси реагирующих веществ, находящихся в реакционном объеме в одинаковых фазовых состояниях, например, смесь воздуха и горючего газа.

Гетерогенная система — это макроскопически неоднородная физико-химическая система, которая состоит из различных по своим свойствам частей, разграниченных поверхностями раздела.

Скоростью гомогенной реакции называется количество вещества, реагирующего в единице объема за единицу времени, т. е. изменение концентрации одного из реагирующих веществ за единицу времени $[\text{кг}/(\text{м}^3\text{ч})]$.

Скорость гетерогенной реакции — это количество вещества, реагирующего на единице поверхности за единицу времени $[\text{кг}/(\text{м}^2\text{ч})]$.

Скорость сгорания топлива можно выразить через скорость расходования горючих элементов (или топлива), а также скорость расходования окислителя или скорость образования продуктов сгорания.

В соответствии с кинетической теорией химических реакций скорость химического взаимодействия реагентов определяется частотой столкновения молекул, которая зависит от концентрации реагирующих веществ C_1 и C_2 и от температуры в реакционном объеме.

Односторонне протекающие, или необратимые газовые реакции в зависимости от числа молекул, вступающих во взаимодействие, классифицируют на реакции:

- мономолекулярные, в которых реагирует один род молекул, давая при этом одну или несколько новых молекул;
- бимолекулярные, в которых взаимно реагируют две однородные или различные молекулы, давая при этом одну или несколько молекул:



Реакция взаимодействия трех веществ носит название тримолекулярной:



Скорость бимолекулярной реакции v [кг/(м³·ч)] равна отношению разности концентраций одного из реагирующих веществ ко времени и в дифференциальной форме имеет вид:

$$\vec{v}_1 = \frac{dc_1}{d\tau} = \frac{dc_2}{d\tau} = k_1 c_1^{n_1} c_2^{n_2}, \quad (2.3)$$

где n_1, n_2 — опытные показатели степени; C_1, C_2 — концентрации реагирующих веществ, кг/м³; k_1 — константа скорости прямой химической реакции.

Многие химические реакции протекают одновременно в прямом (целевом) и обратном (нежелательном) направлениях. При этом скорость обратной реакции равна

$$\overset{\leftarrow}{v}_2 = \frac{dc_3}{d\tau} = \frac{dc_4}{d\tau} = k_2 c_3^{n_3} c_4^{n_4}, \quad (2.4)$$

где C_3, C_4 — концентрации диссоциированных газов, кг/м³;

k_2 — константа скорости обратной реакции; t — длительность протекания реакции.

Показатели степени n_3, n_4 называются также порядком химической реакции.

Важнейшей характеристикой реакционной способности топлива является константа скорости химической реакции k , отражающая вероятность вступления в химическое взаимодействие молекул окислителя и топлива при их соударении и зависящая от максимального значения константы скорости химической реакции, энергии активации, газовой постоянной, абсолютной температуры и определяется уравнением С. Аррениуса следующего вида:

$$k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}} \quad (2.5)$$

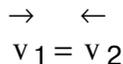
или

$$\ln k = \ln k_0 - \frac{E}{RT}, \quad (2.6)$$

где k_0 — максимальное значение константы скорости химической реакции, зависящей от реакционной способности топлива; E — энергия активации реагирующих веществ, кДж/моль; R — универсальная газовая постоянная, $R = 8,321$ кДж/(моль·К); T — абсолютная температура, К.

2.2. Равновесные составы реагирующих веществ

В замкнутом объеме при определенной температуре и соотношении концентраций реагирующих веществ наступает равновесие, когда скорости прямой и обратной реакций равны между собой



или

$$k_1 c_1^{n_1} c_2^{n_2} = k_2 c_3^{n_3} c_4^{n_4}, \quad (2.7)$$

откуда константа равновесия равна

$$k_p = \frac{k_1}{k_2} = \frac{c_3^{n_3} c_4^{n_4}}{c_1^{n_1} c_2^{n_2}} . \quad (2.8)$$

Уравнение (2.8) отражает фундаментальный закон химии — закон действующих масс, который свидетельствует о том, что в случае уменьшения концентрации одного из реагирующего веществ происходит сдвиг равновесия и изменение концентраций других веществ.

Значение константы равновесия зависит от соотношения констант прямой и обратной реакций.

Константа скорости прямой реакции определяется из уравнения Аррениуса

$$k_1 = k_{01} e^{-\frac{E_1}{RT}} . \quad (2.9)$$

Аналогично формуле (2.9) константа скорости обратной реакции равна

$$k_2 = k_{02} e^{-\frac{E_2}{RT}} , \quad (2.10)$$

где k_{01} , k_{02} — максимальные значения констант скорости прямой и обратной химических реакций; E_1 , E_2 — энергии активации прямой и обратной реакций, кДж/моль.

Константы равновесия можно также выразить как отношение следующих величин

$$k_p = \frac{k_1}{k_2} = \frac{k_{01} e^{-\frac{E_1}{RT}}}{k_{02} e^{-\frac{E_2}{RT}}} \quad (2.11)$$

или

$$\ln k_p = \ln \frac{k_{01}}{k_{02}} + \frac{E_2}{RT} - \frac{E_1}{RT}. \quad (2.12)$$

Из уравнения (2.12) следует, что чем больше энергия активации E_2 , тем больше константа равновесия k_p и тем меньше в замкнутом реакционном объеме концентрация продуктов диссоциации.

Для начала химического взаимодействия молекул необходимо разрушить химические связи в молекулах исходных веществ, поэтому для разрушения связей необходимо затратить некоторое количество энергии, которая называется энергией активации.

В соответствии с графиком (рис. 2.1) исходная смесь обладает энергией Q_1 , являющейся суммой кинетической и химической энергий исходных реагирующих веществ.

При данном запасе энергии реакция протекает весьма медленно, со скоростью близкой к нулю. Интенсивное протекание реакции возможно лишь при подводе к смеси дополнительной энергии в количестве E_1 или энергии активации прямой реакции, которая переходит в активное состояние В, в котором они могут реагировать, образуя продукты реакции с выделением энергии E_2 .

В большинстве случаев теплота, выделяемая на участке ВС больше, чем поглощаемая на участке АВ и разность соответствует положительному эффекту Q . Если же $E_1 > E_2$,

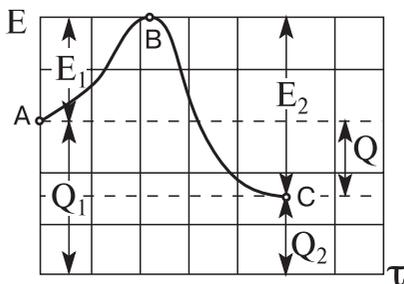


Рис. 2.1. Изменение энергии в процессе активации и реагирования

то реакция является эндотермической (протекает с поглощением теплоты).

Энергия активации представляет собой главный фактор, определяющий скорость реакции: чем меньше энергия активации, тем быстрее протекает реакция горения.

Для протекания обратной реакции с заметной скоростью к конечным продуктам необходимо подвести энергию E_2 , значительно большую в сравнении с E_1 ($E_2 \gg E_1$). Выделившаяся в результате экзотермической реакции энергия $Q = Q_1 - Q_2$ является ее тепловым эффектом.

Из уравнения (2.12) следует, что равновесная константа скорости химической реакции в сильной степени зависит от температуры, влияние которой описывается экспоненциальной зависимостью. Анализ показывает, что экспонента может изменяться от нуля до единицы:

— при $T \rightarrow 0$ экспонента равна нулю

$$e^{-\frac{E}{RT}} = \frac{1}{e^{E/RT}} = \frac{1}{e^{\infty}} = 0$$

и, соответственно, константа скорости химической реакции равна нулю

$$k = k_0 \cdot 0 = 0; \quad (2.13)$$

— если $T \rightarrow \infty$, константа скорости химической реакции приобретает максимальное значение

$$e^{-\frac{E}{RT}} = \frac{1}{e^{E/RT}} = \frac{1}{e^0} = \frac{1}{1} = 1 \quad \text{и} \quad k = k_0. \quad (2.14)$$

Скорость полимолекулярной реакции может быть определена по скорости убывания концентрации одного из реагирующих веществ, поскольку снижение концентрации других реагентов определяется стехиометрическими соотношениями.

Скорость реакции проходящей по первому порядку ($n = 1$) определяется уравнением:

$$v = -\frac{dc}{d\tau} = kc. \quad (2.15)$$

Разделим переменные величины

$$\int_{c_0}^c \frac{dc}{c} = -k \int_0^{\tau} d\tau, \quad (2.16)$$

где c_0 и c — начальная и текущая концентрации одного реагирующего вещества, кг/м³.

Интегрирование уравнения (2.16) приводит к виду

$$\ln \frac{c}{c_0} = -k \tau \text{ и } \frac{c}{c_0} = e^{-k \tau}; \quad c = c_0 \cdot e^{-k \tau}, \quad (2.17)$$

т. е. текущая концентрация одного из реагирующих веществ прямо пропорциональна начальной концентрации и обратно пропорциональна экспоненте в степени $k\tau$.

Если же показатель степени $n \neq 1$, то тогда скорость реакции равна

$$v = -\frac{dc}{d\tau} = kc^n. \quad (2.18)$$

В уравнении (2.18) разделим переменные величины

$$-\frac{dc}{c^n} = k d\tau. \quad (2.19)$$

Интегрирование данного уравнения приводит к виду

$$-\int c^{-n} dc = k \cdot d\tau,$$

$$-\frac{1}{1-n} \cdot c^{1-n} \Big|_{c_0}^{c_1} = -\frac{1}{1-n} (c_1^{1-n} - c_0^{1-n}) = -k \tau,$$

или

$$\frac{1}{1-n} (c_1^{1-n} - c_0^{1-n}) = k \tau, \quad (2.20)$$

откуда текущая концентрация одного реагирующего вещества равна

$$c_1^{1-n} = c_0^{1-n} - (1-n)k\tau. \quad (2.21)$$

Изменение концентрации одного из реагирующих веществ во времени при различных значениях n показано графически на рис. 2.2.

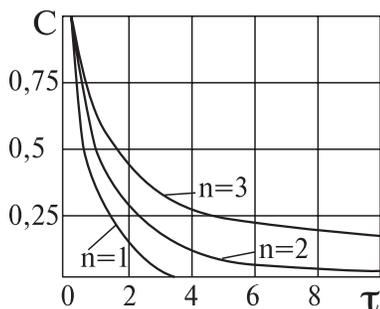


Рис. 2.2. Изменение концентрации реагирующих веществ во времени.

Из графика видно, чем больше показатель степени, тем длительнее процесс горения.

2.3. Тепломассообмен в процессах воспламенения и горения горючих смесей

Количество теплоты Q_p (Вт/м³), выделившееся в единице реакционного объема, заполненного гомогенной горючей смесью, пропорционально скорости химической реакции и определяется уравнением

$$Q_p = q(c_0 - c) = q(c_0 - c_0 e^{-k\tau}) = qc_0 \left(1 - \frac{1}{e^{k\tau}} \right), \quad (2.22)$$

где q — тепловой эффект реакции по кислороду (Вт/кг); c_0 , c — начальное и текущие значения концентрации кислорода в реакционном объеме, кг/м³.

Из уравнения (2.22) следует, что если гомогенная смесь находится в теплоизолированном сосуде, то реакция развивается спонтанно с нарастающей скоростью. На развитие реакции в охлаждаемом сосуде накладываются температурные ограничения.

При некоторой температуре смеси скорость реакции становится заметной и количество выделяющейся теплоты далее все увеличивается. Это приводит к дальнейшему более резкому повышению температуры смеси.

С другой стороны, под действием появляющейся разности температур увеличиваются и тепловые потери в окружающую среду. Следовательно, теплота, выделившаяся в процессе горения, расходуется на нагревание смеси и тепловые потери.

Дальнейшее протекание процесса зависит от того, отводится ли выделившаяся теплота экранными трубами, затрачивается ли на нагревание газоздушной смеси или частично поглощается экранными трубами, а частично — продуктами сгорания.

Количество теплоты Q_T , отдаваемое факелом окружающим экранным трубом

$$Q_T = \alpha S(T_{\phi} - T_{\text{э}}), \quad (2.23)$$

где α — коэффициент теплообмена, $\text{Вт}/\text{м}^2\text{°C}$; S — удельная поверхность реакционной камеры, $\text{м}^2/\text{м}^3$; $T_{\text{э}}$, T_{ϕ} — температуры факела и поверхности экранных труб, K .

Таким образом, процесс горения топлива, сопровождающийся тепловыделением самым непосредственным образом, связан с интенсивностью теплопоглощения экранными

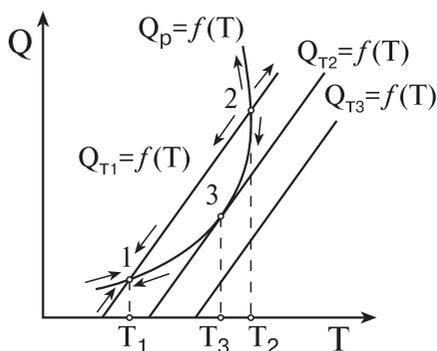


Рис. 2.3. Зависимость тепловыделения Q_p и тепловых потерь Q_T от температуры

трубами, которые окружают горящий факел.

На рис. 2.3 показаны зависимости тепловыделения при горении горючей смеси $Q_p=f(T)$ и теплопоглощение экранными трубами $Q_T=f(T)$.

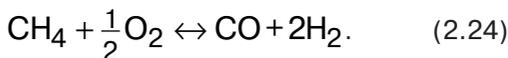
Если теплопоглощение соответствует зависимости $Q_{T2}=f(T)$, то горючая смесь нагревается до точки 3, а затем может произойти ее воспламенение, сопровождающееся бурным выделением теплоты. Точка 3 в этих процессах соответствует равновесному состоянию, в котором количество выделяющейся теплоты равно количеству отводимой теплоты ($Q_{p3} = Q_{T3}$), поэтому факел может погаснуть.

Если же зависимость теплопоглощения на графике будет соответствовать положению $Q_{T1}=f(T)$, то тогда равновесное состояние наступит в точке 1 ($Q_{T1} = Q_{p1}$), и воспламенения смеси не произойдет, так как теплопоглощение Q_T оказывается больше тепловыделения Q_p . Если же горящая смесь окажется в точке 2, то тогда процесс горения может продолжаться, если $Q_p > Q_{T2}$ или произойдет погасание факела, если $Q_{T2} > Q_p$.

Устойчивому горению смеси будут соответствовать значения на кривой тепловыделения Q_p , располагающиеся выше зависимостей теплопоглощения Q_T ($Q_p > Q_T$).

2.4. Влияние температуры и избытка воздуха на конечный состав продуктов сгорания в топочных процессах

Основными горючими составляющими органического топлива являются водород и углерод, а также углеводороды C_mH_n . Термодинамический анализ и экспериментальные исследования показывают, что предельные углеводороды (C_2H_6 — этан, C_3H_8 — пропан, C_4H_{10} — бутан) в топочных процессах разлагаются с образованием метана CH_4 и сажистого углерода C . При высоких температурах и избытке воздуха ($\alpha_B > 0,6$) метан подвергается конверсии, реагируя с водяным паром и углекислым газом, образуя в конечном итоге CO и H_2 . Вероятным является также непосредственное взаимодействие метана с кислородом воздуха:



Равновесный состав продуктов сгорания любых видов топлива газообразного, жидкого или твердого в топочном процессе определяется соотношением простейших компонентов H_2 , O_2 , CO , CO_2 , H_2O . При достижении некоторых предельных температур углекислый газ и водяной пар диссоциируют с образованием CO , H_2 и O_2 .

Отношение количества диссоциированного водяного пара $g_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{дис}}$ или углекислого газа $g_{\text{CO}_2}^{\text{дис}}$ к их исходным количествам $g_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{исх}}$, $g_{\text{CO}_2}^{\text{исх}}$ называется степенью диссоциации ψ

$$\left(\psi_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{g_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{дис}}}{g_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{исх}}}; \psi_{\text{CO}_2} = \frac{g_{\text{CO}_2}^{\text{дис}}}{g_{\text{CO}_2}^{\text{исх}}} \right). \quad (2.25)$$

Наибольшее практическое значение имеет зависимость равновесных составов топочных продуктов при атмосферном давлении. Зависимость степени диссоциации углекислого газа и водяного пара при атмосферном давлении приведены в виде графиков на рис. 2.4.

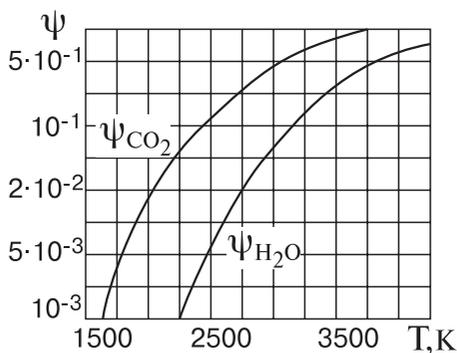


Рис. 2.4. Зависимость степени диссоциации углекислого газа и водяного пара от температуры

Приведенные графики показывают, что при действительных температурах в экранированных котельных топках, не превышающих 2000 К, диссоциации H_2O не происходит, а

степень диссоциации CO_2 $\psi_{\text{CO}_2} < 0,02$. В верхней части топки, где температура $T_T = 1500 \text{ K}$, создаются условия для обратного окисления продуктов диссоциации. Учитывая, что реальные процессы протекают с определенной скоростью, равновесные составы газов в топке не достигаются, однако составы продуктов сгорания стремятся к определенному равновесию при данной температуре.

Большое влияние на полноту окисления горючих элементов оказывают скорости прямых реакций, зависящие от аэродинамики и режимных параметров топки. При стехиометрических соотношениях реагентов полное завершение прямой (целевой) реакции не достигается, так как при снижении концентрации исходных веществ скорость реакции стремится к нулевому значению. Поэтому для достижения полноты окисления горючих веществ в топку подается воздух с определенным избытком.

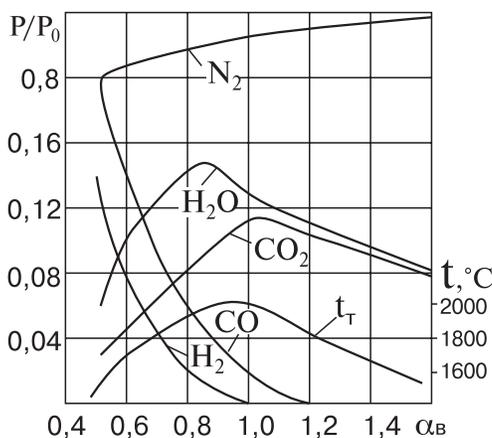


Рис. 2.5. Зависимость состава продуктов реакции горения от избытка воздуха:

t_T — теоретическая температура горения; N_2 , H_2O , CO_2 , H_2 , CO — содержание в продуктах сгорания соответственно азота, водяных паров, двуокси углерода, водорода и оксида углерода

Применительно к газогенераторам, а также полугазовым процессам практическое значение имеют равновесные составы реагирующих веществ при избытке воздуха $\alpha < 1,0$.

2.5. Тепломассообмен в процессах воспламенения и горения гетерогенных смесей

Организация процесса горения твердого топлива связана с его подогревом, подсушкой, возгонкой летучих горючих веществ и их горением, образованием кокса и его горением. Из перечисленных стадий определяющей является стадия горения кокса, занимающая около 90% времени полного сгорания топливной частицы.

При горении твердого топлива самой химической реакции предшествуют тепломассообменные процессы: нагревание частиц топлива за счет лучистого и конвективного видов теплообмена, подвод окислителя к поверхности реагирования турбулентной и молекулярной диффузией, и только после этого возможна химическая реакция окисления на гетерогенной поверхности.

Гетерогенные реакции протекают на поверхности раздела фаз, схема которых показана на рис. 2.6.

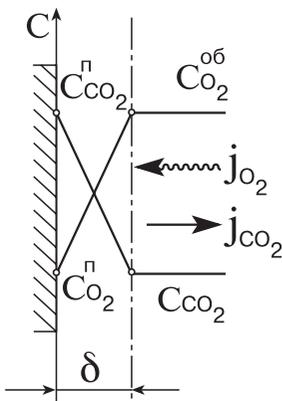


Рис. 2.6. Схема массообмена при горении углеродной поверхности:

$C_{O_2}^{об}; C_{O_2}^п$ — концентрации кислорода в объеме и у поверхности;

$C_{CO_2}^{об}; C_{CO_2}^п$ — концентрации двуоксида углерода в объеме и у поверхности

При сжигании твердого топлива (углерода) в атмосфере воздуха реакция протекает на поверхности частиц (кусков) с частичным проникновением кислорода внутрь частиц. При горении бурых углей в начальной стадии реакция осуществ-

ляется в парообразном пограничном слое, охватывающем поверхность частиц топлива.

Физико-химическая сущность процесса горения твердых частиц в газовой воздушном потоке показана на рис. 2.7.

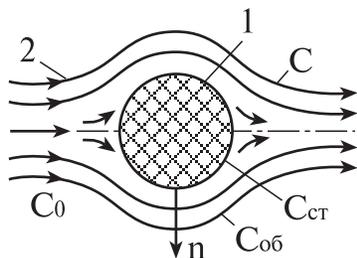


Рис. 2.7. Схема диффузии кислорода из газовой воздушного потока к поверхности горячей частицы:

1 — твердая частица топлива; 2 — линии тока газовой воздушного потока; n — нормаль к поверхности частицы; $C_{об}$ — концентрация кислорода в объеме; $C_{ст}$ — концентрация кислорода у горячей поверхности

При обтекании газовой воздушным потоком частиц топлива часть кислорода вступает в реакцию окисления. Расходуемый на горение кислород подтекает к поверхности частицы под влиянием возникающего градиента концентрации dC/dx .

Вследствие того, что часть кислорода расходуется на реакцию, концентрация кислорода C в потоке после взаимодействия с частицей становится меньше начальной C_0 . Следовательно, возникает также градиент концентрации вдоль линии тока.

Точное решение данной модели процесса довольно сложное. Приближенная модель процесса горения твердого топлива представляется в следующем виде.

Теория гетерогенного горения рассматривается на примере сферической частицы углерода при условии равномерного распределения концентрации кислорода у поверхности частицы, а также при условии, что скорость реагирования кислорода с углеродом пропорциональна концентрации кислорода у поверхности, т. е. имеет место реакция перво-

го порядка. Реакция протекает на поверхности частицы с образованием конечных продуктов сгорания.

Скорость реакции v определяется интенсивностью химического реагирования кислорода на поверхности частицы

$$v = k_x C_{CT}, \quad (2.26)$$

а также плотностью массового потока кислорода из газовой среды к горячей поверхности

$$v = \alpha_m (C_{об} - C_{CT}), \quad (2.27)$$

где k_x — константа химической реакции; α_m — коэффициент массообмена, кг/(м²·с·ед.концентрации); C_{CT} — концентрация кислорода у поверхности частицы, кг/м³; $C_{об}$ — концентрация кислорода в объеме, кг/м³.

Решение данной системы уравнений (2.26 — 2.27) приводит к общему уравнению для определения скорости гетерогенной реакции. Из (2.26) выражаем $C_{CT} = v/k_x$ и подставляем в (2.27):

$$v = \alpha_m \left(C_{об} - \frac{v}{k_x} \right) = \alpha_m C_{об} - \alpha_m \frac{v}{k_x};$$

и далее

$$v \left(1 - \frac{\alpha_m}{k_x} \right) = \alpha_m C_{об}. \quad (2.28)$$

После преобразований получаем скорость реакции горения

$$v = \frac{\alpha_m C_{об}}{1 + \frac{\alpha_m}{k_x}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_m} + \frac{1}{k_x}} C_{об} = k_{пр} C_{об}. \quad (2.29)$$

Уравнение (2.29) показывает, что скорость реакции (по кислороду) зависит от кинетического $1/k_x$ и диффузионного $1/\alpha_m$ сопротивлений, а также от концентрации кислорода в газовой среде, обтекающей частицу топлива.

В низкотемпературной области, в которой $k_x = k_0 f(T)$ хи-

мическое сопротивление намного больше диффузионного $1/k_x \gg 1/\alpha_m$ и является определяющим, поэтому данная область называется кинетической (уравнение 2.26).

Кинетическое сопротивление быстро убывает при повышении температуры, т.е. скорость химических реакций значительно возрастает. В области высоких температур преобладающим является диффузионное сопротивление, тогда

$$v \cong 1 / \alpha_m . \quad (2.30)$$

В области умеренных температур, называемой переходной, кинетическое и диффузионное сопротивления примерно одинаковы и скорость реакции горения определяется уравнением (2.29).

Температурные пределы указанных областей зависят от реакционной способности топлива и размеров частиц.

Учитывая, что значение коэффициента массообмена α_m ($\alpha_m = Nu_D \cdot D / d_p$) обратно пропорционально диаметру частиц d_p , диффузионное сопротивление зависит от диаметра частиц. Поэтому переход в диффузионную область горения частиц меньшего размера происходит при более высоких температурах.

По этой причине соотношение между кинетическим и диффузионным сопротивлениями меняется по мере выгорания частиц. Процесс горения частиц начального диаметра d_0 , протекающий в начальной стадии в диффузионной области, по мере выгорания может перейти в кинетическую область. Ориентировочно горение пылевидных угольных частиц переходит в диффузионную область при температурах $t_f > 1500^\circ\text{C}$, в то время как кинетическая область наблюдается при температурах $t_f > 1200^\circ\text{C}$.

2.6. Кинетика сгорания топливных частиц при стехиометрическом расходе воздуха

Стехиометрия — учение о количественных соотношениях между массами веществ, вступающих в химическую реакцию, включает в себя правила составления химических формул и уравнений.

Уравнение кинетики химических реакций имеет следующую

щий вид

$$\frac{dG}{d\tau} = -\frac{k_{пр}}{\chi} \cdot f \cdot \rho_k \cdot C_{об}, \quad (2.31)$$

где G — масса топливной частицы, кг; f — поверхность частицы, m^2 ; ρ_k — плотность кислорода, kg/m^3 ; $C_{об}$ — концентрация кислорода в объеме kg/m^3 ; χ — стехиометрический коэффициент; $k_{пр}$ — приведенная константа скорости реакции.

Левая часть уравнения (2.31) выражает изменение массы топливной частицы во времени, а правая — массу кислорода, подведенная к поверхности реагирования.

Примем, что отношение концентраций кислорода в объеме $C_{об}$ и у поверхности реагирования $C_{п}$ пропорционально отношению текущего радиуса r к начальному r_0 в третьей степени.

$$\frac{C_{об}}{C_{п}} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^3 \text{ и } C_{об} = C_{п} \cdot r^3 / r_0^3. \quad (2.32)$$

Масса топливной частицы равна

$$G = \rho_T V_{ч} = \frac{4}{3} \rho_T \pi r^3. \quad (2.33)$$

В дифференциальной форме изменение массы топливной частицы имеет вид

$$dG = 4 \pi r^2 \rho_T dr. \quad (2.34)$$

Подставим (2.34) в уравнение (2.31) с учетом, что $f = 4\pi r^2$, тогда

$$4 \pi r^2 \rho_T dr = -\frac{k_{пр} \cdot \rho_k \cdot r^3 \cdot C_{п}}{\chi \cdot r_0^3} \cdot 4 \pi r^2 d\tau. \quad (2.35)$$

В уравнении (2.35) разделим переменные и проинтегрируем в пределах от r_0 до r_1 :

$$\int_{r_0}^{r_1} \frac{dr}{r^3} = -\frac{k_{пр} \rho_k C_{п}}{\chi \rho_T r_0^3} \int_0^{\tau_r} d\tau, \quad (2.36)$$

тогда

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) = -\frac{k_{пр} \rho_k C_{п}}{\chi \rho_T r_0^3} \tau_r. \quad (2.37)$$

При этом длительность горения топливной частицы при изменении радиуса топливной частицы от r_0 до r_1 равна

$$\tau_r = \frac{\chi \rho_T r_0^3}{2 k_{пр} \rho_k C_{п}} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right). \quad (2.38)$$

Из уравнения (2.37) следует, что длительность горения топливной частицы при стехиометрическом расходе воздуха обратно пропорциональна разности квадратов начального r_0 и текущего r_1 радиусов.

Если $r_1 \rightarrow 0$, что соответствует полному выгоранию частиц топлива, тогда длительность горения стремится к бесконечности ($\tau_r \rightarrow \infty$).

В диффузионной области приведенная константа скорости химической реакции $k_{пр}$ равна коэффициенту массообмена α_m ($k_{пр} = \alpha_m$). Если принять, что коэффициент массообмена уменьшается пропорционально изменению радиуса частицы при выгорании, тогда его можно выразить соотношением $\alpha_m = \alpha_{m0} \cdot r^2 / r_0^2$.

Уравнение кинетики выгорания топливной частицы при данных допущениях приобретает вид

$$\frac{dG}{d\tau} = -\frac{\alpha_{m0} \cdot r^2}{\chi \cdot r_0^2} \cdot f \cdot \rho_k \cdot C_{об}. \quad (2.39)$$

Разделим переменные и проинтегрируем данное уравнение

$$\int_{r_0}^{r_1} \frac{dr}{r^2} = -\frac{\alpha_{m0} \cdot \rho_K \cdot C_{об}}{\rho_T \cdot r_0^2} \int_0^{\tau_r} d\tau. \quad (2.40)$$

Длительность выгорания частицы топлива от радиуса r_0 до r_1 в диффузионной области равна

$$\tau_r = \frac{\chi \cdot \rho_T \cdot r_0^2}{\alpha_{m0} \cdot \rho_K \cdot C_{об}} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0} \right). \quad (2.41)$$

При полном выгорании частицы топлива $r_1 \rightarrow 0$ длительность выгорания частицы топлива стремится к бесконечности ($\tau_r \rightarrow \infty$), по этой причине в топках поддерживают избыток воздуха $\alpha_T > 1,0$.

2.7. Сгорание твердых топливных частиц в неограниченном объеме ($C_{об} = C_0 = \text{const}$)

В кинетической области горения уравнение кинетики горения имеет следующий вид

$$\frac{4}{3} \rho_T \pi d(r^3) = -\frac{k_x}{\chi} 4 \pi r^2 \rho_K C_0 d\tau \quad (2.42)$$

или

$$\int_{r_0}^{r_1} dr = -\frac{k_x \cdot \rho_K \cdot C_0}{\chi \cdot \rho_T} \int_0^{\tau_r} d\tau. \quad (2.43)$$

После интегрирования уравнения (2.43) получаем длительность горения топливной частицы

$$\tau_r = \frac{\chi \cdot \rho_T (r_0 - r_1)}{k_x \cdot \rho_K \cdot C_0}. \quad (2.44)$$

Длительность полного выгорания топливной частицы (при $r_1 \rightarrow 0$)

$$\tau_r = \frac{\chi \cdot \rho_T \cdot r_0}{k_x \cdot \rho_K \cdot C_0}. \quad (2.45)$$

В диффузионной области горения концентрация кислорода у поверхности реагирования прямо пропорциональна начальному радиусу топливной частицы r_0 и обратно пропорциональна текущему радиусу r , т.е. ($C_p = C_0 \cdot r_0 / r$).

Уравнение кинетики горения приобретает следующий вид

$$\frac{4}{3} \rho_T \pi d(r^3) = \frac{\alpha_{m0}}{\chi} \pi r^2 \rho_K C_0 \frac{r_0}{r} d\tau. \quad (2.46)$$

Разделим переменные и проинтегрируем уравнение (2.46)

$$\int_{r_0}^{r_1} r dr = - \frac{\alpha_{m0} \cdot \rho_K \cdot C_p \cdot r_0}{\chi \cdot \rho_T} \int_0^{\tau_r} d\tau. \quad (2.47)$$

Уравнение (2.47) после интегрирования приобретает вид

$$\frac{1}{2} (r_0^2 - r_1^2) = \frac{\alpha_{m0} \cdot \rho_K \cdot C_p \cdot r_0}{\chi \cdot \rho_T} \cdot \tau_r. \quad (2.48)$$

Время сгорания частицы при уменьшении радиуса от радиуса r_0 до r_1 равно

$$\tau_r = \frac{\chi \cdot \rho_T (r_0^2 - r_1^2)}{2 \alpha_{m0} \cdot \rho_K \cdot C_0 r_0}. \quad (2.49)$$

Время полного выгорания частицы топлива в неограниченном объеме

$$\tau_r = \frac{\chi \cdot \rho_T \cdot r_0}{2 \alpha_{m0} \cdot \rho_K \cdot C_0}. \quad (2.50)$$

Как следует из уравнения (2.50), длительность полного выгорания топливной частицы в неограниченном объеме прямо пропорциональна начальному радиусу, обратно пропорциональна коэффициенту массообмена и зависит также от других параметров.

2.8. Теплообмен при горении жидкого топлива

При сжигании жидких видов топлива его сначала распыляют с помощью различных форсунок с целью получения мелкодиспергированного факела. В топке между каплей топлива и газовым объемом происходят сложные процессы теплообмена, химические реакции окисления и восстановления, молярная и молекулярная диффузия окислителя к поверхности реагирования и образовавшихся продуктов сгорания в обратном направлении.

Состав горючих элементов в рабочей массе мазута примерно следующий: $СР = 84 - 87\%$, $НР = 10 - 11\%$, $SP = 1,5 - 3\%$.

При нагревании капли жидкого топлива в топочном объеме происходит интенсивное выделение летучих горючих веществ, при воспламенении которых образуется горящий ореол вокруг капли (см. рис. 2.8).

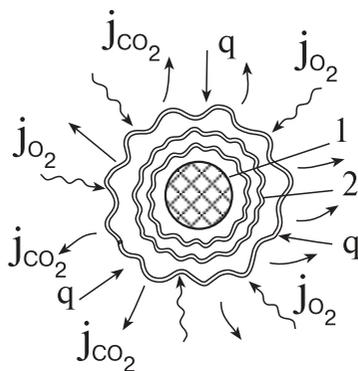


Рис. 2.8. Схема горения капли жидкого топлива: 1 — капля жидкого топлива; 2 — паровая прослойка; q — плотность теплового потока; j_{O_2} , j_{CO_2} — плотности потоков кислорода и углекислого газа

За счет теплоты, выделяющейся факелом, испарение жидкого топлива резко увеличивается, достигает максимального значения и далее стабилизируется.

Поскольку жидкие горючие вещества сгорают в паровой

фазе, то при установившемся режиме скорость горения определяется скоростью испарения жидкости с ее зеркала, а факел распыляется на некотором удалении от поверхности жидкости.

Теплота, подводимая к поверхности капли от топочных газов, расходуется на нагревание и испарение жидкого мазута. Образующаяся вокруг капли паровая оболочка воспламеняется и сгорает, при этом скорость горения определяется интенсивностью теплообмена на поверхности жидкой капли.

$$3 \cdot \frac{4}{3} \pi r^2 \rho_{\text{ж}} q_{\text{к}} dr = -4 \pi r^2 \bar{\alpha} (t_{\text{г}} - t_{\text{исп}}) d\tau. \quad (2.51)$$

Левая часть уравнения (2.51) означает количество теплоты, необходимое для испарения жидкой фазы, правая — количество теплоты, подведенное за счет конвективного и лучистого теплообмена.

Разделим переменные в уравнении (2.51) и проинтегрируем

$$\int_0^{\tau_{\text{г}}} d\tau = \frac{\rho_{\text{ж}} \cdot q_{\text{к}}}{\bar{\alpha} (t_{\text{г}} - t_{\text{исп}})} \int_{r_0}^0 dr, \quad \tau_{\text{г}} = \frac{\rho_{\text{ж}} \cdot q_{\text{к}} \cdot r_0}{\bar{\alpha} (t_{\text{г}} - t_{\text{исп}})}. \quad (2.52)$$

Из уравнения (2.52) следует, что время сгорания капли жидкого топлива пропорционально теплоте парообразования $q_{\text{к}}$, плотности жидкой фазы $\rho_{\text{ж}}$, начальному радиусу r_0 и обратно пропорционально суммарному коэффициенту теплоотдачи $\bar{\alpha}$ и потенциалу переноса теплоты.

$$\bar{\alpha} = \alpha_{\text{кв}} + \alpha_{\text{изл}}, \quad (2.53)$$

где $\alpha_{\text{кв}}$ — конвективный коэффициент теплоотдачи; $\alpha_{\text{изл}}$ — коэффициент теплоотдачи излучением.

Весьма важной стадией процесса горения является достижение топливной смесью температуры воспламенения.

На рис. 2.9 показана схема развития процесса воспламенения и горения капель жидкого топлива.

Процесс 1 — 2 соответствует нагреванию топливных час-

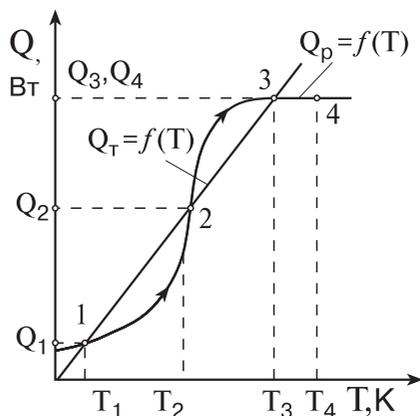


Рис. 2.9. Графики тепловыделения $Q_p = f(T)$ и теплопоглощения $Q_T = f(T)$ при воспламенении и горении горючей смеси.

тиц в топочном объеме, а точка 2 — воспламенению горючей смеси. В этой точке тепловыделение Q_p равно теплоотводу Q_T . Если Q_p в точке 2 возрастает, то тогда происходит дальнейшее развитие процесса горения, а если тепловыделение Q_p уменьшается, тогда происходит потухание факела.

В точке 3 наблюдается равновесие между тепловыделением Q_p и теплопоглощением Q_T . После точки 3 тепловыделение замедляется в связи с переходом из кинетической области горения в диффузионную и в точке 4 факел может погаснуть.

2.9. Определение коэффициента массоотдачи при горении топлива

В расчетах процессов горения жидкого и твердого видов топлива энергия активации E и максимальное значение константы скорости химической реакции k_0 определяется по справочной литературе [8].

В табл. 2.1 для некоторых видов топлива приведены константы скорости реакции и энергия активации.

Таблица 2.1
Кинетические константы для некоторых видов топлива

Вид топлива	$k_0 \cdot 10^{-4}$, м/с	E, кДж/моль
Антрацит	4,5	140000
Подмосковный уголь	0,3	84500
Тоший уголь	4,17	91400
Кокс подмосковный	0,35	98500
Кокс торфа	5	96500
Кокс антрацита	11,8	172000

Константа скорости химической реакции рассчитывается по формуле Аррениуса

$$k_x = k_0 e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (2.54)$$

где E — энергия активации, кДж/моль; R — газовая постоянная, R = 8314,3 Дж/(кмоль·К); T — абсолютная температура, К.

Коэффициент массообмена α_m , (м/ч) находится из диффузионного критерия Нуссельта

$$\alpha_m = \frac{Nu_D \cdot D}{d}, \quad (2.55)$$

где D — коэффициент молекулярной диффузии, м²/ч; d — диаметр топливной частицы, м.

При Re < 200 для расчета диффузионного критерия Нуссельта применяется формула Сокольского-Тимофеевой

$$Nu_D = \frac{2}{k_\phi} + 0,16 Re^{0,67}, \quad (2.56)$$

где k_ϕ — фактор формы; Re = $w_{вит} \cdot d / \nu$ — критерий Рейнольдса; $w_{вит}$ — скорость витания, м/с; ν — кинематическая вязкость газовой среды, м²/с.

Фактор k_ϕ зависит от формы топливной частицы. Для цилиндрической формы $k_\phi = 1,17$; для пластины $k_\phi = 1,33$.

При Re → 0, что имеет место при сжигании тонкодис-

персных топлив, пользуются приближенным соотношением

$$\text{Nu}_D = \frac{\alpha_m \cdot d}{D} = \frac{2}{k_\phi} \quad (2.57)$$

и

$$\alpha_m = \frac{2 \cdot D}{k_\phi \cdot d}, \quad (2.58)$$

т. е. коэффициент массообмена пропорционален коэффициенту диффузии и обратно пропорционален диаметру частицы d и фактору формы k_ϕ .

Коэффициент молекулярной диффузии в значительной степени зависит от температуры и определяется по соотношению

$$D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,8} = D_0 \left(\frac{t + 273}{273} \right)^{1,8}, \quad (2.59)$$

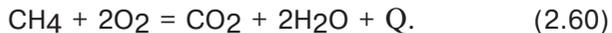
где D_0 — коэффициент молекулярной диффузии, при нормальных условиях выбирается по справочной литературе.

В процессах сжигания топлива в слое при высокотемпературном режиме Nu_D становится пропорциональным первой степени числа Re .

2.10. Кинетика и тепломассообмен при горении газообразного топлива

В качестве газообразного топлива в энергетических котельных агрегатах и промышленных печах в основном используется природный газ, содержащий 95% метана (CH_4).

Реакция горения метана является бимолекулярной



Теплота сгорания природного газа $Q_H^p = 35000$ кДж/м³.

Сгорание газообразного топлива в гомогенной смеси с воздухом протекает с высокой скоростью. Вследствие этого интенсивность сжигания газообразного топлива определяется в основном интенсивностью тепломассообмена и способом смешения с воздухом. Подача горючей смеси в

топку может осуществляться горелками двух типов: с внутренним (предварительным) смешением (рис. 2.10) и с внешним смешением газа и воздуха (рис. 2.11).

В первом способе из устья горелки в топку поступает хорошо подготовленная перемешанная смесь из топлива и воздуха, сгорающая в топке в коротком факеле с высокой скоростью.

Во втором способе смешение газа и воздуха происходит при истечении из устья горелки непосредственно в топочном объеме. При этом скорость сгорания газа определяется в основном интенсивностью смешения с кислородом воздуха. При больших расходах газозвушной смеси на выходе из горелки создаются условия турбулентного перемешивания.

В парогенераторах применяются диффузионные горелочные устройства в которых горючая смесь образуется непосредственно в рабочем пространстве топки (рис. 2.11). В такой схеме в связи с недостаточной однородностью топливно-воздушной смеси образуются элементарные объемы с недостаточным количеством кислорода, в которых образуются сажистые частицы, являющиеся источником излучения теплоты.

На рис. 2.12 показана схема развития процесса воспламенения и сгорания газозвушной смеси при подаче в топку посредством горелок внешнего смешения.

Горючий газ вытекает из горелки в форме сплошной струи. При спутном истечении струй возникает взаимное проникновение горючего газа и воздуха. Однако в чистом виде горючий газ находится только в ядре факела, а воздух в корне струи.

При движении воздушной струи в факеле в нее проникают из зоны горения продукты реакции. Таким образом сгорание горючего газа в зоне горения происходит в атмосфере воздуха, разбавленного дымовыми газами. Продукты сгорания проникают также в периферийную зону струи горючего газа.

Диффузионные горелки с внешним смешением газа и воздуха полностью исключают вероятность прорыва в них пламени и связанную с этим возможность возникновения взрыва газозвушной смеси.

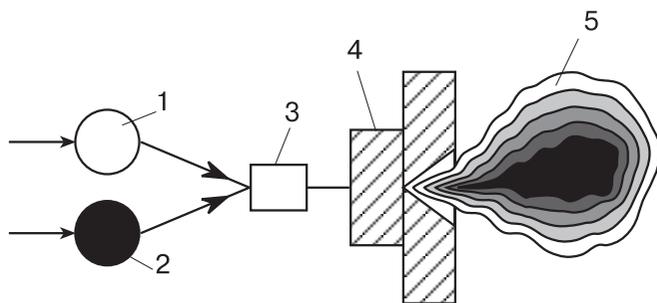


Рис. 2.10. Схема сжигания газообразного топлива с предварительной подготовкой горючей смеси: 1 — газообразное топливо; 2 — воздух для горения; 3 — камера предварительного смешения; 4 — горелка; 5 — горящий факел

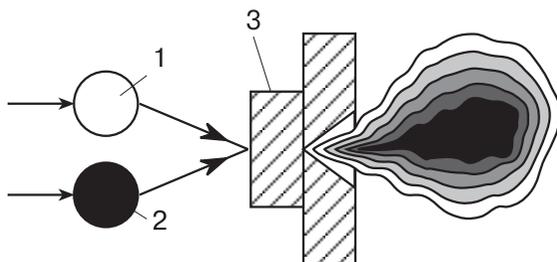


Рис. 2.11. Схема сжигания газообразного топлива с помощью диффузионной горелки: 1 — газообразное топливо; 2 — воздуховод; 3 — диффузионная горелка

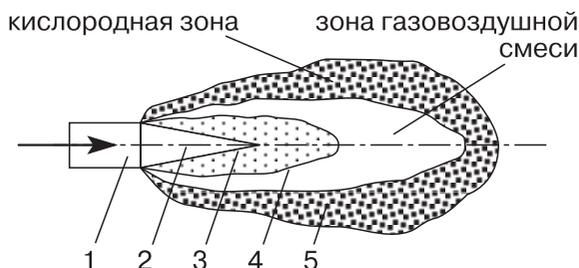


Рис. 2.12. Схема развития процесса воспламенения и горения турбулентного диффузионного пламени. 1 — горелка; 2 — ядро факела; 3 — струя; 4 — зона горения; 5 — корень струи

2.11. Турбулентный массообмен при горении газообразного топлива

На рис. 2.13 показана упрощенная схема тепломассообмена при горении газообразного топлива в рабочей камере печных установок и топках котельных агрегатов.

Предположим, что по обе стороны условной границы 3 расположены элементарные объемы окислителя dV' и топлива dV , между которыми происходит теплообмен в виду разности температур t и t' и массообмен в виду разности плотностей ρ и ρ' . Пусть $t > t'$, тогда плотность теплового потока от элементарного объема 2 (dV) к элементарному объему 1 (dV'), рассчитанная по уравнениям теплообмена и теплового баланса, равна

$$q_T = c_p \rho V' (t - t') = \alpha_T (t - t'). \quad (2.61)$$

Плотность потока массы окислителя от элементарного объема dV к объему dV' , рассчитанная по уравнениям материального баланса и массообмена равна

$$j_m = V' (\rho - \rho') = \alpha_m (\rho - \rho'), \quad (2.62)$$

где c_p — теплоемкость газовой среды, $\text{кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{C})$; ρ , ρ' — плотности (концентрации, $\text{кг}/\text{м}^3$) и t , t' — температуры ($^{\circ}\text{C}$) объемов V и V' ; α_T — коэффициент теплообмена, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K})$; α_m — коэффициент массообмена, $\text{м}/\text{ч}$.

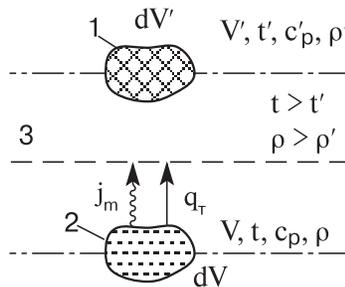


Рис. 2.13. Схема турбулентного тепломассообмена при горении газообразного топлива: 1 — элементарный объем газообразного топлива; 2 — элементарный объем воздуха; 3 — условная граница тепломассообмена

Разделим уравнения (2.61) и (2.62)

$$\frac{c_p \rho V'(t-t')}{V'(\rho-\rho')} = \frac{\alpha_T(t-t')}{\alpha_m(\rho-\rho')}, \quad (2.63)$$

в результате чего получим уравнение Льюиса, устанавливающее соотношение коэффициентов для турбулентного теплообмена и массообмена, которое имеет вид

$$\frac{\alpha_T}{\alpha_m} = c_p \rho, \quad (2.64)$$

т. е. отношение коэффициента теплообмена α_T к коэффициенту массообмена α_m равно объемной изобарной теплоемкости, умноженной на концентрацию переносимого компонента.

3. ТЕПЛОМАССООБМЕН В ТЕПЛОТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ И УСТАНОВКАХ

3.1. Тепломассообмен на сушильных цилиндрах при контактно-конвективной сушке бумажного полотна

В третьем разделе учебного пособия рассматриваются процессы тепломассообмена в теплотехнологических установках: бумагоделательных машинах при сушке бумажного полотна, в печных установках при нагреве и обжиге материала и т.д. В этих установках определяющими являются технологические процессы получения изделия, а тепловые процессы являются вспомогательными, однако от последних зависят качественные показатели готовой продукции, производительность аппаратов, экономичность выпуска продукции. Приведенные в данном разделе материалы, по мнению авторов, должны способствовать усовершенствованию режимов работы действующего и вновь проектируемого оборудования.

В целлюлозно-бумажной промышленности для сушки бумаги, картона и целлюлозы применяются многоцилиндровые контактно-конвективные сушильные установки, состоящие из вращающихся сушильных цилиндров, расположенных в два или несколько рядов, вентиляционного колпака, системы теплорегуляции отработавшего воздуха, пароконденсатной системы и других узлов (рис.3.1)

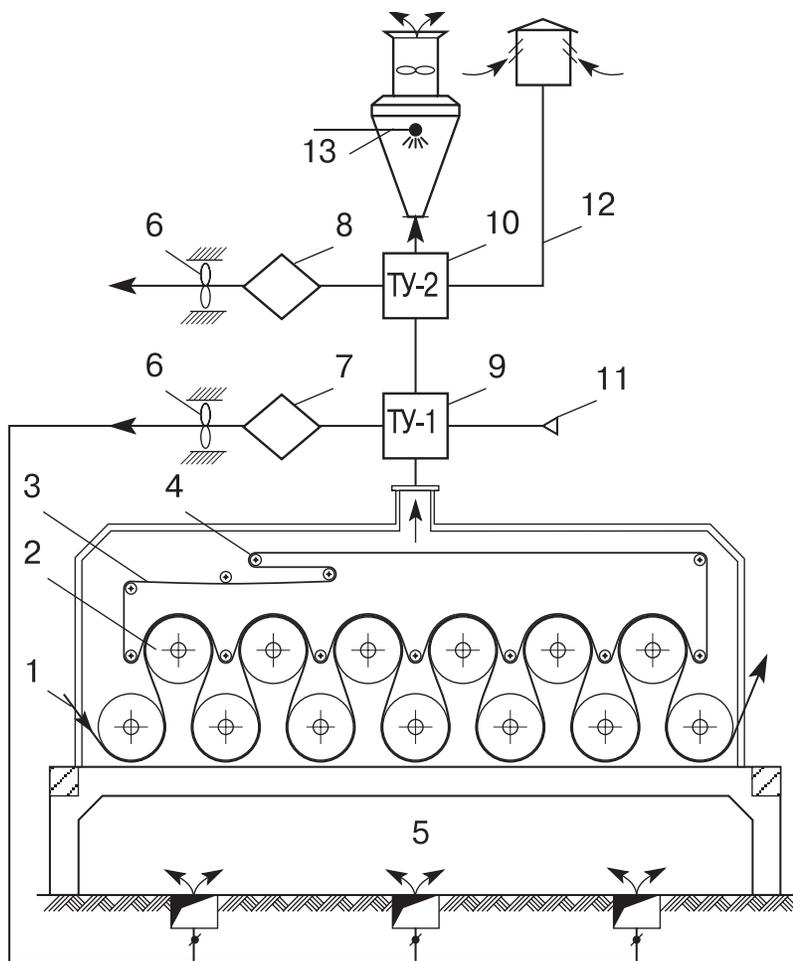


Рис.3.1. Схема контактно-конвективной установки для сушки бумаги:

1 — бумажное полотно; 2 — сушильный цилиндр; 3 — сушильная сетка; 4 — натяжная станция; 5 — подача под машину сушильного воздуха; 6 — вентиляторы; 7 — калорифер сушильного воздуха; 8 — калорифер воздуха общеобменной вентиляции; 9 — теплоуловитель первой ступени; 10 — теплоуловитель второй ступени; 11 — забор сушильного воздуха; 12 — забор воздуха общеобменной вентиляции; 13 — скруббер

При прохождении по сушильной части машины влажное полотно бумаги или картона огибает часть боковой поверхности нагретых цилиндров, воспринимает теплоту, нагревается и из него испаряется влага. Передача теплоты от нагретой поверхности цилиндров полотну материала осуществляется путём непосредственного соприкосновения — контакта, или кондукции.

На участке свободного пробега полотно материала соприкасается с окружающим воздухом в результате чего происходит интенсивное испарение влаги за счёт теплоты, аккумулированной бумажным полотном на цилиндрах.

При рассмотрении процессов тепломассообмена на цилиндрах и на участках свободного хода следует учитывать параметры воздуха в межцилиндровых пространствах, скорость движения полотна, диаметр и температуру поверхности сушильных цилиндров и т.д. Интенсивность протекающих процессов определяется главным образом тепломассообменом между бумажным полотном и нагретыми сушильными цилиндрами, между бумажным полотном и окружающим воздухом, между бумажным полотном и прижимным сукном.

Рассмотрим теплообмен на сушильном цилиндре (рис 3.2)

Плотности теплового потока от конденсирующегося пара к внутренней стенке сушильного цилиндра ($q_{вн}$), через стенку цилиндра ($q_{ст}$), от нагретой поверхности к полотну бумаги ($q_{нар}$) описываются соответственно следующими уравнениями:

$$q_{вн} = \alpha_1 \cdot (t_{н.п.} - t_{ст1}); \quad (3.1)$$

$$q_{ст} = \frac{\lambda_{ст}}{\delta_{ст}} (t_{ст1} - t_{ст2}); \quad (3.2)$$

$$q_{нар} = \alpha_{кт} \cdot \varphi_{ц} (t_{ст2} - \bar{t}_б) + \alpha_{кв} (t_{ст2} - t_в) (1 - \varphi_{ц}), \quad (3.3)$$

где α_1 — коэффициент теплоотдачи от конденсирующегося пара к внутренней стенке сушильного цилиндра, Вт/(м²°С); $\lambda_{ст}$ — коэффициент теплопроводности стенки сушильного цилиндра, Вт/(м²°С); $\delta_{ст}$ — толщина стенки сушильного цилиндра, м; $\alpha_{кт}$ — коэффициент контактного теплообмена, Вт/(м²°С);

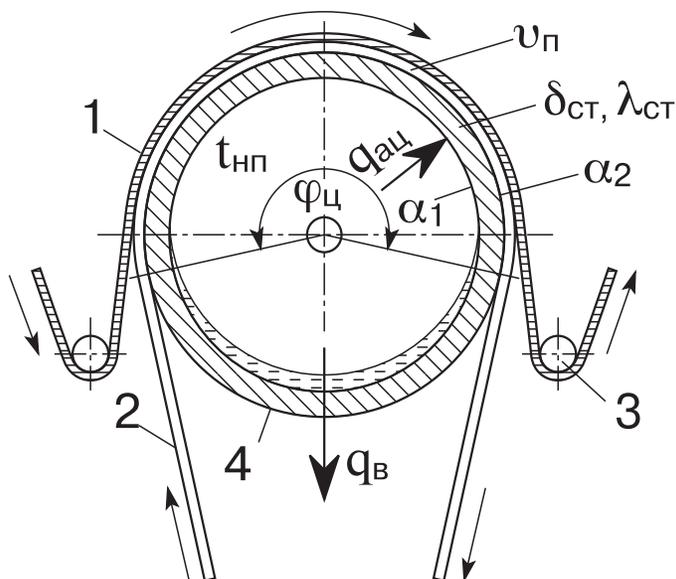


Рис.3.2. Схема теплообмена на сушильном цилиндре:
 1 — сушильная сетка; 2 — влажное полотно бумаги; 3 — направляющий вал; 4 — сушильный цилиндр

$\varphi_{ц}$ — доля охвата сушильного цилиндра бумажным полотном;
 $\alpha_{кв}$ — коэффициент конвективной теплоотдачи от боковой поверхности сушильного цилиндра к окружающему воздуху, $Вт/(м^2\text{°C})$; $t_{н.п}$ — температура насыщенного пара в полости сушильного цилиндра при соответствующем давлении, °C ; $t_{ст1}$ — температура внутренней поверхности сушильного цилиндра, °C ; $t_{ст2}$ — температура наружной поверхности сушильного цилиндра, °C ; $\bar{t}_б$ — средняя температура бумажного полотна, °C ; $t_в$ — температура окружающего воздуха, °C .

Если выразить плотность конвективного теплового потока от открытой поверхности сушильного цилиндра к окружающему воздуху $q_{кв}$ как $a \cdot q_{нар}$, то тогда уравнение (3.3) примет следующий вид:

$$q_{нар} - a \cdot q_{нар} = \alpha_{кв} (t_{ст2} - \bar{t}_б) \cdot \varphi_{ц}$$

или

$$q_{\text{нар}}(1-a) = \alpha_{\text{КТ}}(t_{\text{СТ2}} - \bar{t}_6) \cdot \varphi_{\text{Ц}};$$

$$q_{\text{нар}} = \frac{\alpha_{\text{КТ}}}{(1-a)}(t_{\text{СТ2}} - \bar{t}_6) \cdot \varphi_{\text{Ц}}. \quad (3.4)$$

Из уравнений (3.1), (3.2) и (3.4) выразим и сложим соответствующие разности температур:

$$t_{\text{н.п.}} - t_{\text{СТ1}} = q_a \cdot \frac{1}{\alpha_1}; \quad (3.5)$$

$$t_{\text{СТ1}} - t_{\text{СТ2}} = q_a \cdot \frac{\delta_{\text{СТ}}}{\lambda_{\text{СТ}}}; \quad (3.6)$$

$$t_{\text{СТ2}} - \bar{t}_6 = q_a \cdot \frac{1-a}{\alpha_{\text{КТ}} \cdot \varphi_{\text{Ц}}}. \quad (3.7)$$

В уравнении плотности активных тепловых потоков равны:

$$q_a = q_{\text{вн}} = q_{\text{СТ}} = q_{\text{нар}}. \quad (3.8)$$

Тогда уравнение активного теплового потока приобретет следующий вид:

$$q_a = \frac{t_{\text{н.п.}} - \bar{t}_6}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{\text{СТ}}}{\lambda_{\text{СТ}}} + \frac{1-a}{\alpha_{\text{КТ}} \cdot \varphi_{\text{Ц}}}}. \quad (3.9).$$

Как отмечает П.А.Жучков [6], уравнение (3.9) учитывает нестационарность теплообмена на сушильном цилиндре наличием в уравнении активного теплового потока коэффициентов $\varphi_{\text{Ц}}$ и a .

3.2. Расчет температуры бумажного полотна на сушильном цилиндре

При соприкосновении бумажного полотна с сушильными цилиндрами происходит его нагревание, а на участках свободного хода — охлаждение и интенсивное испарение влаги за счёт теплоты, аккумулированной во время контакта с греющей

поверхностью. Таким образом происходит циклическое нагревание и охлаждение до тех пор пока не высохнет бумажное полотно.

На рис.3.3 показана осциллограмма нагревания бумажного полотна на цилиндрах и охлаждения на участках свободного пробега.

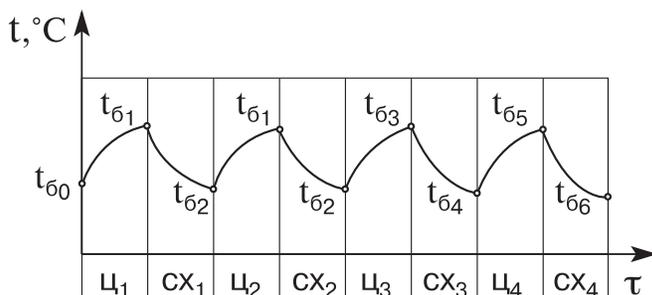


Рис.3.3. Осциллограмма сушки бумажного полотна на контактно-конвективной установке: $t_{б0}, t_{б2}, \dots$ — температуры бумажного полотна после участков свободного хода; $t_{б1}, t_{б3}, \dots$ — температуры бумажного полотна после сушильных цилиндров; ζ_1, ζ_2, \dots — длительность пребывания полотна на цилиндрах; $\sigma_1, \sigma_2, \dots$ — длительность пребывания полотна на участках свободного хода

Напишем уравнение теплового баланса и теплообмена во время пребывания бумажного полотна на сушильном цилиндре:

$$dq_{\text{КТ}} = \alpha_{\text{КТ}}(t_{\text{Гр}} - t_{\text{б}}) \cdot d\tau = (c_{\text{СП}} + u_0 c_w) \cdot P_{\text{СП}} \cdot dt_{\text{б}}, \quad (3.10)$$

где $\alpha_{\text{КТ}}$ — коэффициент контактного теплообмена, Вт/(м²·°C); $t_{\text{Гр}}$ — температура греющей поверхности сушильного цилиндра, °C; $t_{\text{б}}$ — температура бумажного полотна, °C; τ — длительность контакта бумажного полотна с сушильным цилиндром, ч; $c_{\text{СП}}$ — теплоемкость сухой бумаги, кДж/(кг·°C); u_0 — влагосодержание бумажного полотна, (кг. влаги)/(кг. сух. вещ.); c_w — теплоемкость воды, кДж/(кг·°C); $P_{\text{СП}}$ — масса 1 м² бумажного полотна, кг/м².

Левая часть уравнения (3.10) соответствует количеству теп-

лоты, переданному 1 м^2 бумажного полотна во время нахождения на сушильном цилиндре. Правая часть уравнения выражает изменение энтальпии влажного бумажного полотна во время его пребывания на сушильном цилиндре.

После разделения переменных в уравнении (3.10) получим следующее выражение

$$\frac{dt_{\text{б}}}{t_{\text{гр}} - t_{\text{б}}} = \frac{\alpha_{\text{КТ}}}{P_{\text{сп}} \cdot (c_{\text{сп}} + u_0 c_w)} \cdot d\tau. \quad (3.11)$$

Интегрирование уравнения (3.11) приводит к следующему виду:

$$\int_{t_{\text{б}1}}^{t_{\text{б}2}} \frac{dt_{\text{б}}}{t_{\text{гр}} - t_{\text{б}}} = \frac{\alpha_{\text{КТ}}}{P_{\text{сп}} \cdot (c_{\text{сп}} + u_0 c_w)} \int_0^{\tau_{\text{КТ}}} d\tau; \quad (3.12)$$

$$\ln \frac{t_{\text{гр}} - t_{\text{б}2}}{t_{\text{гр}} - t_{\text{б}1}} = \frac{\alpha_{\text{КТ}}}{P_{\text{сп}} \cdot (c_{\text{сп}} + u_0 c_w)} \cdot \tau_{\text{КТ}} \quad (3.13)$$

или

$$\frac{t_{\text{гр}} - t_{\text{б}1}}{t_{\text{гр}} - t_{\text{б}2}} = e^{\frac{\alpha_{\text{КТ}} \cdot \tau_{\text{КТ}}}{P_{\text{сп}} \cdot (c_{\text{сп}} + u_0 c_w)}}. \quad (3.14)$$

При этом температура бумажного полотна при сходе с сушильного цилиндра равна

$$t_{\text{б}2} = t_{\text{гр}} - \frac{t_{\text{гр}} - t_{\text{б}1}}{e^{\frac{\alpha_{\text{КТ}} \cdot \tau_{\text{КТ}}}{P_{\text{сп}} \cdot (c_{\text{сп}} + u_0 c_w)}}}. \quad (3.15)$$

С помощью уравнения (3.15) представляется возможность рассчитывать температуру бумажного полотна во время его пребывания на сушильном цилиндре при условии, что градиент температуры в сечении материала равен нулю ($dt/dx=0$),

что соответствует видам бумаги с небольшой плотностью кв.метра.

3.3. Расчет температуры бумажного полотна на участках свободного пробега

На участках свободного пробега бумажное полотно охлаждается, в результате чего испаряется влага под действием разности парциальных давлений: у поверхности испарения устанавливается парциальное давление пара, соответствующее температуре насыщенного состояния. В окружающем воздухе парциальное давление водяных паров зависит от температуры воздуха, его влажности и определяется по I_d -диаграмме влажного воздуха.

На рис. 3.4 приведен график зависимости парциального давления пара от температуры, которая устанавливается на поверхности бумажного полотна. График построен на основании таблиц состояния сухого насыщенного водяного пара.

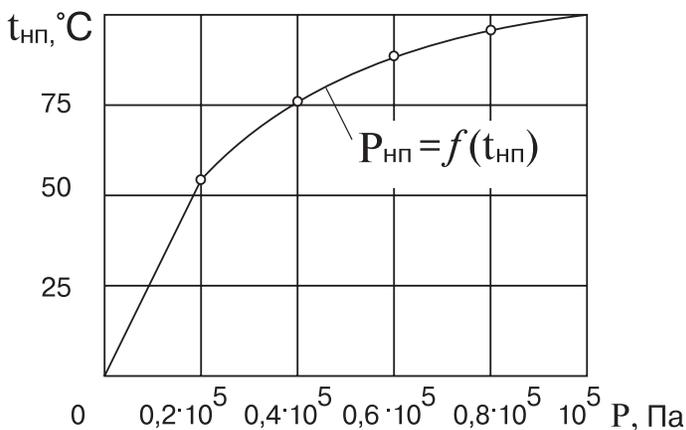


Рис.3.4. Зависимость температуры от парциального давления пара у поверхности испарения $P_{нп}$ от температуры насыщения $t_{нп}$

Составим уравнение теплового баланса при испарении влаги с поверхности влажного полотна бумаги.

$$2 \cdot \beta_p (p_n - p_{ов}) \cdot r \cdot d\tau = P_{сп} (c_{сп} + u \cdot c_w) \cdot dt; \quad (3.16)$$

где β_p — коэффициент массообмена, отнесенный к разности парциальных давлений, кг.вл./($m^2 \cdot ч \cdot Па$); p_n — парциальное давление водяных паров у поверхности испарения, Па; $p_{ов}$ — парциальное давление водяных паров в окружающем воздухе, Па; r — теплота парообразования, кДж/кг; $P_{сп}$ — масса $1 m^2$ бумажного полотна, кг/ m^2 ; τ — длительность пребывания полотна бумаги на участке свободного пробега, ч; u — влагосодержание бумажного полотна, кг/кг; t — текущая температура, °С.

Левая часть уравнения (3.16) выражает количество теплоты, переданное обеими сторонами бумажного полотна окружающему воздуху за счет испарения влаги. Правая часть уравнения соответствует снижению энтальпии влажного материала.

Интегрировать уравнение (3.16) невозможно, так как в левой части парциальные давления, а в правой — температуры, поэтому заменим парциальные давления температурами. Примем пропорциональное отношение парциальных давлений и температур, которое справедливо в пределах температур от 0 до 60 °С:

$$\frac{p_n}{p_{нп}} = \frac{t_n}{t_{нп}}.$$

Так как при атмосферном давлении давление насыщенного пара $p_{нп} = 1$ ата и его температура $t_{нп} = 100$ °С, то парциальное давление водяных паров у поверхности испарения равно

$$p_n = p_{нп} \cdot \frac{t_n}{100} = 1,0 \cdot \left(\frac{t_n}{100} \right) = \vartheta. \quad (3.17)$$

Парциальное давление водяных паров в окружающем воздухе $p_{ов}$ обозначим a , тогда уравнение (3.16) примет следующий вид

$$2 \cdot \beta_p (\vartheta - a) \cdot r \cdot d\tau = P_{сп} (c_{сп} + u \cdot c_w) \cdot d\vartheta. \quad (3.18)$$

Разделим переменные и возьмем интеграл

$$\int_{\vartheta_0}^{\vartheta_1} \frac{d\vartheta}{(\vartheta - a)} = \frac{2 \cdot \beta_p \cdot r}{P_{\text{сп}}(c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)} \int_0^{\tau_{\text{сх}}} d\tau \quad (3.19)$$

или

$$\int_{\vartheta_0}^{\vartheta_1} \frac{d\vartheta}{(\vartheta - a)} = \ln \frac{\vartheta_1 - a}{\vartheta_0 - a}; \quad (3.20)$$

$$\ln \frac{\vartheta_1 - a}{\vartheta_0 - a} = \frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сп}}(c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)}; \quad (3.21)$$

$$\frac{\vartheta_1 - a}{\vartheta_0 - a} = \exp \left[\frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сп}}(c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)} \right]; \quad (3.22)$$

$$\vartheta_1 = a + (\vartheta_0 - a) / \exp \left[\frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сп}}(c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)} \right] \quad (3.23)$$

или

$$p_{\text{п1}} = p_{\text{ов}} + (p_{\text{п0}} - p_{\text{ов}}) / \exp \left[\frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сп}}(c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)} \right], \quad (3.24).$$

По найденному парциальному давлению пара $p_{\text{п1}}$ у поверхности бумажного полотна (уравнение 3.24) с помощью таблиц сухого насыщенного пара определяем температуру бумажного полотна в конце участка свободного хода.

Для интервала температур от 60°C до 80°C кривую зависимости температуры от давления насыщения приближенно можно описать квадратичной зависимостью следующего вида:

$$\left(\frac{t_{\text{п}}}{t_{\text{нп}}}\right)^2 = \frac{p_{\text{п}}}{p_{\text{нп}}}; \quad p_{\text{п}} = p_{\text{нп}} \left(\frac{t_{\text{п}}}{100}\right)^2 = 1,0 \cdot \vartheta^2. \quad (3.25)$$

Тогда уравнение теплового потока за счет молярного переноса теплоты примет следующий вид

$$2 \cdot \beta_p (p_{\text{п}} - p_{\text{ов}}) \cdot r \cdot d\tau = P_{\text{сп}} (c_{\text{сп}} + u \cdot c_w) \cdot d\vartheta. \quad (3.26)$$

Обозначим парциальное давление пара в окружающей среде

$$p_{\text{ов}} = a^2 = \text{const} \quad (3.27)$$

После подстановки функции (3.25) получим

$$2 \cdot \beta_p (\vartheta^2 - a^2) \cdot r \cdot d\tau = P_{\text{сп}} (c_{\text{сп}} + u \cdot c_w) \cdot d\vartheta. \quad (3.28)$$

Разделим переменные интегрирования

$$\frac{d\vartheta}{\vartheta^2 - a^2} = \frac{2 \cdot \beta_p \cdot r}{P_{\text{сп}} (c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)} d\tau. \quad (3.29)$$

После интегрирования левой части уравнение приобретает следующий вид

$$\int_{\vartheta_0}^{\vartheta_1} \frac{d\vartheta}{\vartheta^2 - a^2} = \frac{1}{2a} \left[\ln \frac{\vartheta_1 - a}{\vartheta_1 + a} - \ln \frac{\vartheta_0 - a}{\vartheta_0 + a} \right] = \frac{1}{2a} \ln \frac{(\vartheta_1 - a)(\vartheta_0 + a)}{(\vartheta_1 + a)(\vartheta_0 - a)} \quad (3.30)$$

Приравнявая (3.29) и (3.30), получим

$$\frac{1}{2a} \ln \frac{(\vartheta_1 - a)(\vartheta_0 + a)}{(\vartheta_1 + a)(\vartheta_0 - a)} = \frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сп}} (c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)} \quad (3.31)$$

или

$$\frac{(\vartheta_1 - a)(\vartheta_0 + a)}{(\vartheta_1 + a)(\vartheta_0 - a)} = 2a \cdot \exp \left[\frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сп}} (c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)} \right]; \quad (3.32)$$

$$\frac{(\sqrt{p_{\Pi 1}} - \sqrt{p_{\text{ОВ}}})(\sqrt{p_{\Pi 0}} + \sqrt{p_{\text{ОВ}}})}{(\sqrt{p_{\Pi 1}} + \sqrt{p_{\text{ОВ}}})(\sqrt{p_{\Pi 0}} - \sqrt{p_{\text{ОВ}}})} = 4a \cdot \exp \left[\frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сн}}(c_{\text{сн}} + u \cdot c_w)} \right] \quad (3.33)$$

Из уравнения (3.33) определяется $p_{\Pi 1}$ и находится температура бумажного полотна в конце участка свободного хода.

В интервале температур от 80°C до 100°C отношение парциальных давлений пара у поверхности испарения к насыщенному состоянию с достаточной точностью можно принять пропорционально отношению температур поверхности полотна к температуре насыщенного пара в третьей степени.

$$\frac{p_{\Pi}}{p_{\text{нп}}} = \left(\frac{t_{\Pi}}{t_{\text{нп}}} \right)^3 = \vartheta^3; \quad p_{\Pi} = 1,0 \cdot \vartheta^3. \quad (3.34)$$

Обозначим $p_{\text{ОВ}} = a^3 = \text{const}$.

Тогда

$$2 \cdot \beta_p (\vartheta^3 - a^3) \cdot r \cdot d\tau = P_{\text{сн}}(c_{\text{сн}} + u \cdot c_w) \cdot d\vartheta. \quad (3.35)$$

Разделим постоянные интегрирования

$$\int_{\vartheta_0}^{\vartheta_1} \frac{d\vartheta}{\vartheta^3 - a^3} = \frac{2 \cdot \beta_p \cdot r}{P_{\text{сн}}(c_{\text{сн}} + u \cdot c_w)} \int_0^{\tau_{\text{сх}}} d\tau. \quad (3.36)$$

Интегрирование уравнения (3.36) приводит к виду

$$\frac{1}{6a^2} \left[\ln \frac{(a - \vartheta_1)^2}{a^2 + a\vartheta_1 + \vartheta_1^2} + \frac{1}{a^2\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2\vartheta_1 + a}{a\sqrt{3}} - \right. \\ \left. - \ln \frac{(a - \vartheta_0)^2}{a^2 + a\vartheta_0 + \vartheta_0^2} + \frac{1}{a^2\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2\vartheta_0 + a}{a\sqrt{3}} \right] = \frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сн}}(c_{\text{сн}} + u \cdot c_w)} \quad (3.37)$$

или

$$\frac{1}{6 \cdot p_{\text{ов}}^{0,67}} \left[\ln \frac{(p_{\text{ов}}^{0,33} - p_{\text{п1}}^{0,33})^2}{p_{\text{ов}}^{0,67} + p_{\text{ов}}^{0,33} p_{\text{п1}}^{0,33} + p_{\text{п1}}^{0,67}} + \frac{1}{p_{\text{ов}}^{0,67} \sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2p_{\text{п1}}^{0,33} + p_{\text{ов}}^{0,33}}{p_{\text{ов}}^{0,33} \sqrt{3}} - \right. \\ \left. - \ln \frac{(p_{\text{ов}}^{0,33} - p_{\text{п0}}^{0,33})^2}{p_{\text{ов}}^{0,67} + p_{\text{ов}}^{0,33} p_{\text{п0}}^{0,33} + p_{\text{п0}}^{0,67}} + \frac{1}{p_{\text{ов}}^{0,67} \sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2p_{\text{п0}}^{0,33} + p_{\text{ов}}^{0,33}}{p_{\text{ов}}^{0,33} \sqrt{3}} \right] = \\ = \frac{2 \cdot \beta_p \cdot r \cdot \tau_{\text{сх}}}{P_{\text{сп}}(c_{\text{сп}} + u \cdot c_w)}. \quad (3.38)$$

Из уравнения (3.38) методом итерации определяется парциальное давление пара у поверхности испарения $p_{\text{п1}}$, по которому находится (по таблицам насыщенного пара) температура бумажного полотна в конце участка свободного хода.

3.4. Перемещение поверхности испарения вглубь материала

В период уменьшающейся скорости сушки влажных материалов поверхность испарения постепенно перемещается вглубь материала, тем самым создается дополнительное термическое сопротивление распространению теплового потока окружающей среды к поверхности испарения, а также диффузии водяных паров через сухой слой материала, в результате чего происходит замедление скорости сушки влажных материалов.

С одной стороны, в промышленных установках такой процесс замедляет сушку влажных материалов, увеличивается расход теплоты и электрической энергии. С другой стороны, в природных явлениях образование сухого слоя в почве предохраняет растения от засухи.

Рассмотрим основные закономерности перемещения поверхности зоны испарения вглубь влажных материалов.

На рис.3.5 показана схема процесса перемещения зоны испарения вглубь влажного материала.

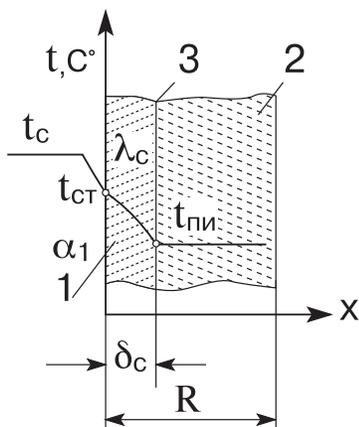


Рис.3.5. Схема перемещения зоны испарения вглубь материала: 1 — сухая зона; 2 — влажная зона; 3 — поверхность испарения

Уравнение теплового баланса и плотности теплового потока имеет следующий вид

$$\frac{\vartheta}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_c}{\lambda_c}} \cdot d\tau = 3,6 \cdot m_r \cdot r \cdot \bar{u} \cdot \rho_c \cdot d\delta; \quad (3.39)$$

где ϑ потенциал теплообмена $\vartheta = (t_c - t_{пн})$, °C; t_c — температура окружающей среды, °C; $t_{пн}$ — температура поверхности испарения, °C; α_1 — коэффициент теплоотдачи от окружающей среды сухому слою материала, Вт/(м²·°C); δ_c — толщина сухого слоя материала, м; λ_c — коэффициент теплопроводности сухого слоя, Вт/(м²·°C); τ — длительность сушки, ч; m_r — коэффициент, учитывающий увеличение расхода теплоты на прогрев сухого слоя материала; r — теплота парообразования, кДж/кг; \bar{u} — среднее влагосодержание материала, кг/кг; ρ_c — плотность сухого слоя материала, кг/м³.

Очевидно, что справедливо равенство между отношениями влагосодержаний \bar{u} / u_k и толщины сухого слоя δ_c к полутолщине материала R .

$$\frac{\bar{u}}{u_k} = \frac{\delta_c}{R} \Rightarrow \bar{u} = u_k \cdot \frac{\delta_c}{R}. \quad (3.40)$$

Тогда

$$\frac{\vartheta}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_C}{\lambda_C}} \cdot d\tau = 3,6 \cdot m_r \cdot r \cdot u_k \cdot \frac{\delta_C}{R} \cdot \rho_C \cdot d\delta$$

или

$$\frac{R \cdot \vartheta \cdot d\tau}{3,6 \cdot m_r \cdot r \cdot u_k \cdot \rho_C} = \frac{\delta_C \cdot d\vartheta}{\alpha_1} + \frac{\delta_C^2 \cdot d\delta}{\lambda_C}. \quad (3.41)$$

Проинтегрируем уравнение (3.41)

$$\int_0^{\tau_C} \frac{R \cdot \vartheta \cdot d\tau}{3,6 \cdot m_r \cdot r \cdot u_k \cdot \rho_C} = \int_0^R \frac{\delta_C \cdot d\vartheta}{\alpha_1} + \int_0^R \frac{\delta_C^2 \cdot d\delta}{\lambda_C}. \quad (3.42)$$

После интегрирования уравнение (3.42) приобретает следующий вид:

$$\frac{R \cdot \vartheta \cdot \tau_C}{3,6 \cdot m_r \cdot r \cdot u_k \cdot \rho_C} = \frac{R^2}{2\alpha_1} + \frac{R^3}{3\lambda_C} = R^2 \left(\frac{1}{2\alpha_1} + \frac{R}{3\lambda_C} \right). \quad (3.43)$$

Длительность сушки при этом равна

$$\tau_C = \frac{3,6 \cdot m_r \cdot r \cdot u_k \cdot \rho_C \cdot R}{\vartheta} \left(\frac{1}{2\alpha_1} + \frac{R}{3\lambda_C} \right). \quad (3.44)$$

Как следует из уравнения (3.44), длительность перемещения сухого слоя в пределах от 0 до R зависит главным образом от толщины материала, а также пропорциональна содержанию влаги в материале и обратно пропорциональна коэффициенту теплоотдачи, потенциалу теплообмена и коэффициенту теплопроводности.

3.5. Расчет поля влажности в сечении материала

При испарении влаги с поверхности влажного материала в его сечении влага распределяется неравномерно: в центре влагосодержание выше, чем на поверхности. Вид распреде-

ления влаги — параболический. Чем интенсивнее происходит испарение, тем больше возрастает градиент влагосодержания. Поля влажности оказывают влияние на возникновение так называемых влажностных напряжений, которые приводят к короблению материала, растрескиванию, шелушению и т.д. Поэтому при выборе рациональных режимов сушки необходимо знать распределение поля влажности в сечении материала.

На рис.3.6 приведена расчетная схема распределения влаги в сечении материала.

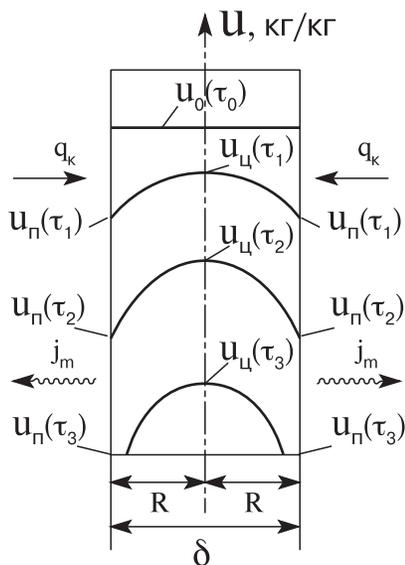


Рис.3.6. Поле влажности в сечении материала при испарении влаги с обеих поверхностей: q_k — плотность теплового потока; j_m — поток влаги; R — полутолщина материала; u_u — влагосодержание в центре материала; u_n — влагосодержание на поверхности материала

Приведем расчет поля влажности в сечении материала.

Воспользуемся уравнением нестационарной влагопроводности, которое имеет следующий вид

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_m \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + a_m \cdot \delta_t \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad (3.45)$$

где u — влагосодержание материала, кг/кг; τ — длительность процесса, ч; δ_t — термоградиентный коэффициент, $1/^\circ\text{C}$; t — температура материала, $^\circ\text{C}$; x — координата; a_m — потенциал массопроводности, $\text{м}^2/\text{ч}$.

Правая часть уравнения (3.45) состоит из двух слагаемых, первое из них описывает перенос влаги по толщине материала под действием градиента влагосодержания ($\partial u / \partial x$), второе — под действием градиента температуры ($\partial t / \partial x$).

Так как поток массы влаги под действием градиента температуры незначителен ($\partial t / \partial x \approx 0$), выполним решение уравнения (3.45) следующего вида

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_m \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (3.46)$$

Заменим формулу (3.46) уравнением параболы вида

$$y = -ax^2 + b, \quad (3.47)$$

где a, b — постоянные величины

При следующих граничных условиях постоянные a и b равны:

1) при $x = 0; y = u_{ц}; b = u_{ц};$

2) при $x = R; y = u_{п} = -aR^2 + u_{ц}; a = \frac{u_{ц} - u_{п}}{R^2},$

где $u_{ц}, u_{п}$ — влагосодержания материала в центре и на поверхности; R — полутолщина материала, м; x — координата, м.

Полученные постоянные коэффициенты a и b подставим в уравнение (3.47), тогда

$$u = \frac{u_{ц} - u_{п}}{R^2} \cdot x^2 + u_{ц} = u_{ц} - \frac{u_{ц} - u_{п}}{R^2} \cdot x^2. \quad (3.48)$$

Продифференцируем уравнение (3.48).

Первая производная равна

$$\frac{du}{dx} = -2 \cdot \frac{u_{ц} - u_{п}}{R^2} \cdot x. \quad (3.49)$$

Вторая производная равна

$$\frac{d^2u}{dx^2} = -2 \cdot \frac{u_{ц} - u_{п}}{R^2}. \quad (3.50)$$

Так как частный дифференциал ($\partial u/\partial \tau$) примерно равен полному дифференциалу ($du/d\tau$), тогда

$$\frac{du}{d\tau} = -2a_m \frac{u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}}{R^2} \quad (3.51)$$

или

$$\frac{u(\tau_1) - u(\tau_0)}{\tau} = -2a_m \frac{u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}}{R^2}. \quad (3.52)$$

Процесс сушки включает в себя перенос влаги внутри материала (массоперенос) под действием градиента влагосодержания du/dx и испарения влаги с поверхности влажного материала (массообмен) под действием разности парциальных давлений $\beta_p \cdot (p_{\text{п}} - p_{\text{ов}})$.

Всегда соблюдается равенство между потоком влаги в сечении материала и потоком влаги при испарении с поверхности материала, поэтому

$$\frac{\beta_p (p_{\text{п}} - p_{\text{ов}})}{P_{\text{СП}}} = 2a_m \frac{u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}}{R^2}, \quad (3.53)$$

где β_p — коэффициент массообмена, отнесенный к разности парциальных давлений, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{Па})$; $p_{\text{п}}$ — парциальное давление водяных паров у поверхности испарения, Па; $p_{\text{ов}}$ — парциальное давление пара в окружающем воздухе, Па; $P_{\text{СП}}$ — масса одного квадратного метра бумажного полотна, $\text{кг}/\text{м}^2$.

Из уравнения (3.53) выразим разность влагосодержаний между центральным и поверхностными слоями

$$\Delta u = u_{\text{ц}} - u_{\text{п}} = \frac{\beta_p (p_{\text{п}} - p_{\text{ов}}) \cdot R^2}{2a_m \cdot P_{\text{СП}}}. \quad (3.54)$$

Из полученного выражения следует, что перепад влагосодержаний между центром и поверхностью ($\Delta u = u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}$) зависит как от интенсивности испарения влаги $\beta_p \cdot (p_{\text{п}} - p_{\text{ов}})$ и плотности материала $P_{\text{СП}}$, так и от потенциала влагопереноса a_m , но основным фактором все же является толщина материала $2R$.

3.6. Расчет температурного поля в сечении материала

Знание температурного поля в сечении материала необходимо для установления температурного режима при обжиге, нагревании и сушке различных видов изделий, а также для предотвращения коробления, трещинообразования, разрушения в результате возникновения термических напряжений.

Температурное поле в сечении материала $t=f(x, \tau)$ рассчитывается по уравнению нестационарной теплопроводности для плоской задачи следующего вида

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon \cdot r}{(c_c + c_w u)} \frac{\partial u}{\partial \tau}, \quad (3.55)$$

где t — температура, °С; τ — длительность процесса, ч; x — координата; a — температуропроводность материала, м²/ч; ε — коэффициент фазового превращения; u — влагосодержание, кг/кг; c_c — теплоемкость сухого материала, кДж/(кг°С); c_w — теплоемкость влаги, кДж/(кг°С).

На рис. 3.7 приведен график распределения температуры в сечении материала и в окружающей среде.

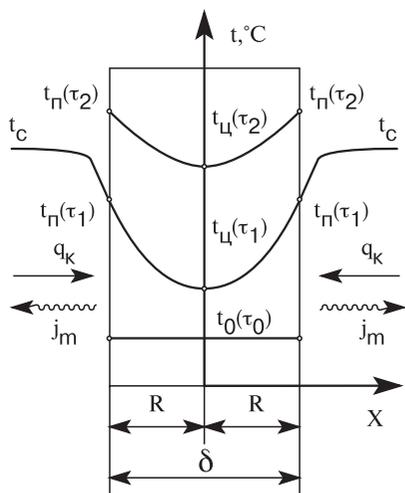


Рис.3.7. Температурное поле в сечении материала при симметричном подводе теплоты к материалу: t_c — температура окружающей среды, °С; t_n — температура поверхности материала, °С; t_u — температура в центре материала, °С

В уравнении (3.55) первое слагаемое в правой части выражает перемещение теплоты в материале молекулярным способом (теплопроводностью). Второе слагаемое отражает перемещение теплоты с потоком пара (молярный перенос).

Уравнение (3.55) представляет собой параболу, поэтому правомерно его замена на выражение равнобокой параболы следующего вида:

$$y = ax^2 + b. \quad (3.56)$$

Определим постоянные a и b при следующих граничных условиях:

$$\text{при } x = 0; b = t_{\text{ц}}; \quad (3.57)$$

$$\text{при } x = R; a = \frac{t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}}{R^2}; t_{\text{п}} = aR^2 + t_{\text{ц}}. \quad (3.58)$$

Полученные значения постоянных коэффициентов подставим в уравнение (3.56), тогда температура в сечении материала равна

$$t = \frac{t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}}{R^2} \cdot x^2 + t_{\text{ц}}. \quad (3.59)$$

Первая производная уравнения (3.59) равна

$$\frac{dt}{dx} = 2 \cdot \frac{t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}}{R^2} \cdot x; \quad (3.60)$$

вторая производная уравнения (3.60):

$$\frac{d^2t}{dx^2} = 2 \cdot \frac{t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}}{R^2}. \quad (3.61)$$

Выражение (3.61) подставим в исходное уравнение (3.55), тогда

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = 2a \frac{t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}}{R^2} - \frac{\varepsilon \cdot r}{(c_{\text{с}} + c_{\text{w}} u)} \cdot 2a_{\text{м}} \frac{u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}}{R^2}. \quad (3.62)$$

При $\partial t / \partial \tau = 0$ (температура во времени не изменяется):

$$\frac{2a \cdot (t_{\text{п}} - t_{\text{ц}})}{R^2} = \frac{2a_m \cdot \varepsilon \cdot r \cdot (u_{\text{ц}} - u_{\text{п}})}{(c_{\text{с}} + c_{\text{w}}u) \cdot R^2}, \quad (3.63)$$

тогда перепад температур на поверхности и в центре материала равен:

$$t_{\text{п}} - t_{\text{ц}} = \frac{a_m \cdot \varepsilon \cdot r \cdot (u_{\text{ц}} - u_{\text{п}})}{a \cdot (c_{\text{с}} + c_{\text{w}}u)}. \quad (3.64)$$

Если $dt/dt \neq 0$, то тогда

$$2a \frac{t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}}{R^2} - \frac{a_m \cdot \varepsilon \cdot r \cdot (u_{\text{ц}} - u_{\text{п}})}{(c_{\text{с}} + c_{\text{w}}u) \cdot R^2} = \frac{\alpha(t_{\text{с}} - t_{\text{п}})}{c_{\text{с}} \cdot \rho \cdot R} \quad (3.65)$$

или перепад температур между поверхностью и центром материала равен:

$$t_{\text{п}} - t_{\text{ц}} = \frac{1}{2a} \cdot \left[\frac{\alpha(t_{\text{с}} - t_{\text{п}}) \cdot R}{c_{\text{с}} \cdot \rho} + \frac{a_m \cdot \varepsilon \cdot r \cdot (u_{\text{ц}} - u_{\text{п}})}{(c_{\text{с}} + c_{\text{w}}u)} \right], \quad (3.66)$$

где α — коэффициент теплообмена, Вт/(м²°С); ε — коэффициент фазового превращения; $t_{\text{п}}$, $t_{\text{ц}}$, $t_{\text{с}}$ — температуры поверхности, центра материала и окружающей среды, °С; a_m — коэффициент потенциалопроводности, м²/ч.

С помощью уравнения (3.66) представляется возможность рассчитывать температуру в центре материала при наличии потока массы влаги.

3.7. Решение уравнения нестационарной теплопроводности методом конечных разностей

Уравнение нестационарной теплопроводности для практических расчетов можно решить методом конечных разностей. Этот метод основан на допущении возможности замены непрерывного процесса скачкообразным, как в пространстве, так и во времени. При этом дифференциальное уравнение теплопроводности заменяется уравнением в конечных разностях и

для одномерных условий имеет следующий вид:

$$\frac{\Delta t}{\Delta \tau} = a \frac{\Delta^2 t}{\Delta x^2}, \quad (3.67)$$

где Δt — изменение температуры элементарного слоя толщиной Δx за промежуток времени $\Delta \tau$; a — коэффициент теплопроводности, $\text{м}^2/\text{ч}$.

Разделим стенку толщиной δ на элементарные слои Δx , которые будем обозначать $(n-1)$, n и $(n+1)$ (рис.3.8).

Время также разобьем на интервалы $\Delta \tau$, которые будем обозначать номерами τ_{n-1} , τ , τ_{n+1} и т.д. В таком случае $t_{n,\tau}$ означает температуру n -го слоя в течение τ промежутка времени; $t_{n+1,\tau}$ и $t_{n-1,\tau}$ — температуры в рядом лежащих слоях за тот же промежуток времени; $t_{n,\tau+1}$ — температуру в n -м слое за промежуток времени $\tau+1$.

Температурная кривая представляется ломаной линией. Из рис.3.8 следует, что в пределах слоя n температурная кривая имеет два наклона. Следовательно, производная от температуры по координате должна иметь два значения, а именно

$$\left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)_+ = \frac{t_{n+1,\tau} - t_{n,\tau}}{\Delta x}; \quad (3.68)$$

$$\left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)_- = \frac{t_{n,\tau} - t_{n-1,\tau}}{\Delta x}. \quad (3.69)$$

Соответственно для второй производной получим следующее выражение

$$\frac{\Delta^2 t}{\Delta x^2} = \frac{1}{\Delta x} \left[\left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)_+ - \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)_- \right] = \frac{(t_{n+1,\tau} + t_{n-1,\tau} - 2t_{n,\tau})}{\Delta x^2}. \quad (3.70)$$

Производная от температуры по времени для слоя n имеет следующий вид

$$\frac{\Delta t}{\Delta \tau} = \frac{t_{n+1,\tau} - t_{n,\tau}}{\Delta \tau}. \quad (3.71)$$

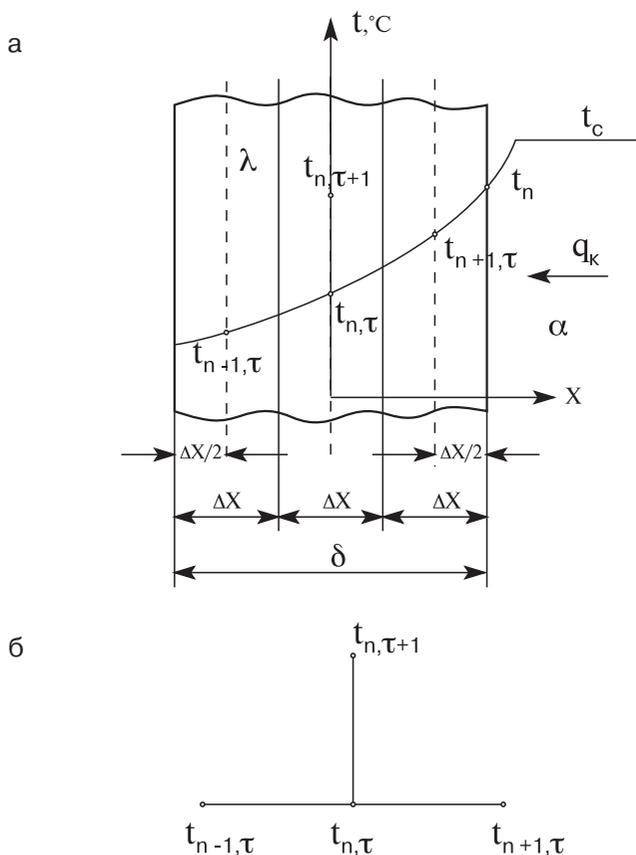


Рис.3.8. Графическая интерпретация расчета температурного поля по методу конечных разностей: а — распределение температуры в плоской стенке; б — узловые расчетные точки

Подставляя полученные значения (3.70) и (3.71) в уравнение (3.67), имеем

$$\frac{t_{n, \tau+1} - t_{n, \tau}}{\Delta \tau} = \frac{a \cdot (t_{n+1, \tau} + t_{n-1, \tau} - 2t_{n, \tau})}{\Delta X^2} \quad (3.72)$$

или

$$t_{n,\tau+1} = \frac{2a \cdot \Delta\tau}{\Delta x^2} \cdot \frac{(t_{n+1,\tau} + t_{n-1,\tau})}{2}. \quad (3.73)$$

Таким образом, зная распределение температур в теле в рядом лежащих слоях для интервала времени τ на основании уравнения (3.73), можно найти распределение температур для последующего промежутка времени $(\tau+1)$ и т.д.

Если множитель пропорциональности $2a \cdot \Delta\tau / \Delta x$ принять равным единице, то уравнение (3.73) принимает более простой вид

$$t_{n,\tau+1} = \frac{(t_{n+1,\tau} + t_{n-1,\tau})}{2}. \quad (3.74)$$

Из уравнения (3.74) следует, что температура в n-м слое в последующий промежуток времени $(\tau+1)$ равна полусумме температур в предыдущий промежуток времени.

Для того, чтобы комплекс величин $2a \cdot \Delta\tau / \Delta x$ равнялся единице, значение интервала времени $\Delta\tau$ определяют из соотношения

$$\Delta\tau = \frac{\Delta x^2}{2a}. \quad (3.75)$$

Уравнение нестационарной теплопроводности в том виде, в каком оно представлено уравнением (3.67), имеет множество решений, поэтому на границах теплообмена должны быть заданы закономерности изменения температур. На рис.3.9 показана пластина, находящаяся в среде, когда $t_c > t_n$ (пластина нагревается), распределение температур в сечении пластины симметричное. Плотность теплового потока от среды к поверхности пластины

$$q_T = \alpha(t_c - t_n). \quad (3.76)$$

Плотность теплового потока через элементарный слой Δx

$$q_T = \frac{\Delta\lambda}{\Delta x} \cdot (t_n - t_1). \quad (3.77)$$

Приравниваем уравнение (3.76) и (3.77) и определяем t_{Π}

$$t_{\Pi} = \frac{\alpha \cdot t_c + \frac{\Delta\lambda}{\Delta x} \cdot t_1}{\alpha + \frac{\Delta\lambda}{\Delta x}}, \quad (3.78)$$

где α — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²°С); t_c — температура среды, °С; λ — коэффициент теплопроводности материала, Вт/(м°С); t_1 — температура элементарного слоя (соседнего с наружным).

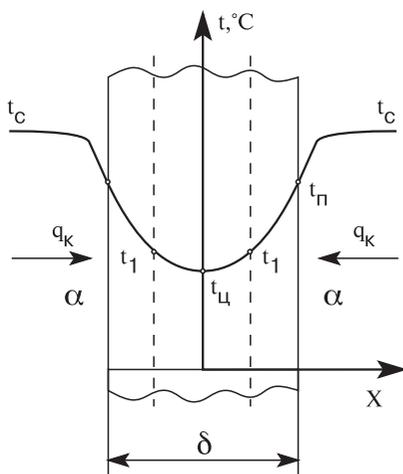


Рис.3.9. График распределения температуры при нагревании пластины: t_{Π} , t_c , t_{Δ} — соответственно температуры поверхности, среды, центра

Порядок расчета нестационарного температурного поля

1. Толщина рассчитываемой пластины разделяется на n элементарных слоев ($\Delta x = \delta/n$), количество которых выбирается произвольно. Чем больше число n , тем точнее расчет, но тем больше вычислений.
2. Определяется расчетный промежуток времени Δt по формуле (3.75).
3. Исходное распределение температуры в сечении материала при $\tau=0$ равномерное (dt/dx).
4. Далее определяется температура t_{Π} по формуле (3.78), в качестве t_1 берется температура в слое при начальном условии.

5. Рассчитывается температура в последующий промежуток времени по формуле (3.74). Далее расчет повторяется до окончания времени нагрева материала.

Данную задачу можно также решить графическим методом [1].

3.8. Тепломассообмен и аэродинамика газодисперсных систем

Широкое распространение в теплоэнергетике и теплотехнологии имеют аппараты, в которых тепломассообменные процессы протекают в газодисперсном потоке, основным преимуществом которых является высокая интенсивность тепломассообмена по причине высокой удельной тепломассообменной поверхности. Например, мелкоизмельченное топливо после барабанной шаровой мельницы потоком нагретого воздуха перемещается от мельницы до горелок или после шахтной мельницы измельченные частички топлива попадают в шахту и с потоком первичного воздуха направляются в топку, в результате чего снижается влажность топлива до необходимой величины в целях обеспечения устойчивого воспламенения и горения. Существуют специальные сушилки для сушки таких влажных наружных материалов, как сено, солома, опилки, целлюлоза и др. Принципиальная схема пневматической трубы-сушилки показана на рис.3.10.

Расход газового теплоносителя V_{Γ} в процессах сушки определяется из уравнения теплового баланса.

$$V_{\Gamma} = \frac{M_C \left[(u_0 - u_2) (i_{\text{п}} - c_w t_{M0}) + c_C (t_{M2} - t_{M0}) \right]}{\bar{c}_{\Gamma 1} \cdot t_{\Gamma 1} - \bar{c}_{\Gamma 2} \cdot t_{\Gamma 2}}, \quad (3.79)$$

где M_C — расход сухого материала, кг/ч; c_C — теплоемкость сухого материала, кДж/(кг°С); u_0, u_2 — начальное и конечное влагосодержание материала, кг/кг; $i_{\text{п}}$ — энтальпия пара, кДж/кг; t_{M0}, t_{M2} — начальная и конечная температура сушильного агента, °С; $\bar{c}_{\Gamma 1}, \bar{c}_{\Gamma 2}$ — средние теплоемкости сушильного агента при температурах $t_{\Gamma 1}, t_{\Gamma 2}$, кДж/(кг°С).

Частицы влажного материала увлекаются восходящим газовым потоком, нагреваются и высушиваются.

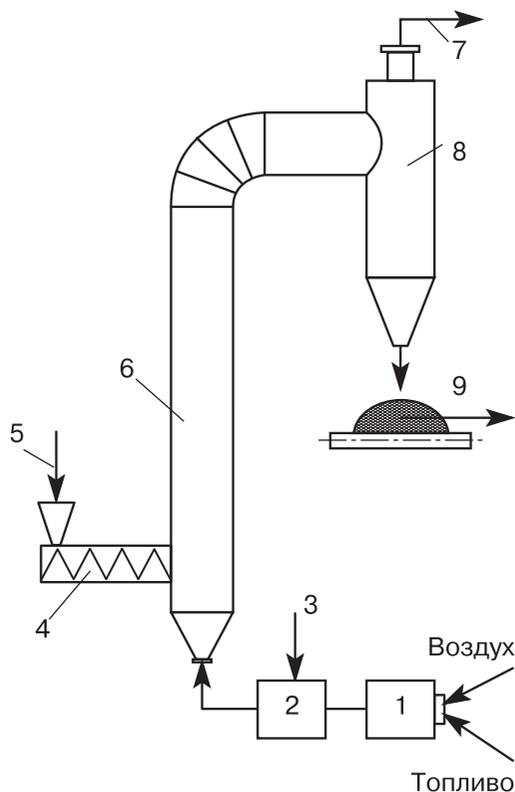


Рис.3.10. Схема установки для сушки влажных материалов во взвешенном состоянии: 1 — камера горения для получения сушильного агента; 2 — камера смешения; 3 — присадочный воздух; 4 — питатель сырого материала (топлива); 5 — сырой материал; 6 — труба-сушилка; 7 — отработавший сушильный агент; 8 — циклон; 9 — высушенный материал

Начальная скорость частиц в трубе-сушилке равна нулю и в конце разгонного участка скорость частицы приобретает скорость витания $w_{\text{ВИТ}}$ (м/с), которая находится из уравнения аэродинамического равновесия:

$$g \cdot \frac{\pi d^3}{6} \cdot (\rho_{\text{ч}} - \bar{\rho}_{\text{Г}}) = \xi_{\text{ВИТ}} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{\bar{\rho}_{\text{Г}} \cdot w_{\text{ВИТ}}^2}{2}, \quad (3.80)$$

где d_c — эквивалентный диаметр частиц, м; ρ_c, ρ_r — плотности частиц и сушильного агента, кг/м³; $\xi_{\text{ВИТ}}$ — коэффициент лобового сопротивления топливной частицы.

Левая часть уравнения выражает силу тяжести частицы с учетом выталкивающей силы среды, в которой находится частица. Правая часть — подъемную силу под действием динамического напора газовой смеси $\bar{\rho}_r \cdot w_{\text{ВИТ}}^2 / 2$.

Из уравнения (3.80) находим скорость витания частицы, находящейся в газовой смеси.

$$w_{\text{ВИТ}} = \sqrt{\frac{4 \cdot g \cdot (\rho_c - \bar{\rho}_r) \cdot d_c}{3 \cdot \xi_{\text{ВИТ}} \cdot \bar{\rho}_r}}. \quad (3.81)$$

Скорость витания является основной характеристикой поведения частицы высушиваемого материала (топлива) в газодисперсной системе. Отметим, что если скорость газового потока больше скорости витания ($w_r > w_{\text{ВИТ}}$), то тогда частица поднимается вверх со скоростью $w_r - w_{\text{ВИТ}}$.

Если скорость газового потока меньше скорости витания ($w_r < w_{\text{ВИТ}}$), то тогда частица падает со скоростью $w_{\text{ВИТ}} - w_r$.

В том и другом случаях относительная скорость потока газов у поверхности частицы равна скорости витания $w_{\text{ВИТ}}$, которая входит в критерий Рейнольдса.

Интенсивность теплообмена в газодисперсных системах определяется удельным тепловым напряжением объема сушильной установки, которое равно:

$$q_v = \alpha_v \cdot V \cdot \Delta t = \alpha_f \cdot f_{\text{уд}} \cdot V \cdot \Delta t, \quad (3.82)$$

где $f_{\text{уд}}$ — удельная поверхность частиц материала в объеме V трубы, м²/м³; Δt — теплообменный потенциал, равный разности средних температур газового потока и материала, °C; α_v — объемный коэффициент конвективного теплообмена, Вт/(м³·C).

Коэффициент теплообмена на поверхности частиц α_f , движущихся в потоке газов, определяется уравнением:

$$Nu_f = \frac{2}{k_\phi} + 0,16 \cdot Re_{\text{ВИТ}}^{0,67}, \quad (3.83)$$

где $Re_{\text{вит}}$ — число Рейнольдса; k_{ϕ} — коэффициент формы частицы.

Для мелкодисперсных частиц число Re стремится к нулю, тогда $Nu_f = 2/k_{\phi}$.

Удельная поверхность частиц данной фракции

$$f_i = \frac{6 \cdot \beta_v \cdot x_i}{\rho_{\text{ч}} \cdot d_i}, \quad (3.84)$$

где β_v — концентрация твердых частиц в газовом потоке, кг/м³; x_i — массовая доля частиц данной фракции; d_i — диаметр частиц данной фракции, м.

Объемный коэффициент конвективного теплообмена

$$\alpha_v = \sum \alpha_{fi} \cdot f_i = \frac{6 \cdot \beta_v}{\rho_{\text{ч}}} \cdot \sum \frac{\alpha_{fi} \cdot x_i}{d_i}. \quad (3.85)$$

В восходящем запыленном потоке следует различать расходную и истинную концентрацию материала.

Расходная концентрация равна

$$\beta_v^p = \frac{M_{\text{с}}}{3600 \cdot F_{\text{тр}} \cdot \bar{w}_{\Gamma}}, \quad (3.86)$$

где \bar{w}_{Γ} — средняя скорость газов при средней температуре потока в трубе, м/с; $F_{\text{тр}}$ — площадь сечения трубы, м²; $M_{\text{с}}$ — массовый расход материала (топлива), кг/м³.

Истинная концентрация в объеме трубы $\beta_v^{\text{и}}$ больше расходной вследствие того, что частицы движутся со скоростью w_{Γ} - $w_{\text{вит}}$, меньшей скорости газов

$$\beta_v^{\text{и}} = \frac{M_{\text{с}}}{3600 \cdot F_{\text{тр}} \cdot (\bar{w}_{\Gamma} - w_{\text{вит}})}. \quad (3.87)$$

В настоящем учебном пособии рассмотрены только вопросы тепломассообмена в пневматической установке, инженерный метод расчета изложен в литературе [8].

3.9. Теплообмен в низкотемпературных рабочих камерах печных установок

При температуре продуктов сгорания менее 700°C теплота нагреваемому материалу передается главным образом конвекцией, поэтому рабочие камеры называются низкотемпературными. Они применяются, в основном, при термообработке металлов и нагревании различных материалов.

Греющий агент в виде продуктов сгорания топлива образуется в камере горения и далее направляется в рабочую камеру, в которой обтекает нагреваемый материал и далее через систему теплорекуперации дымососом выбрасывается в окружающую среду.

На рис. 3.11 приведена схема низкотемпературной рабочей камеры для круглых заготовок.

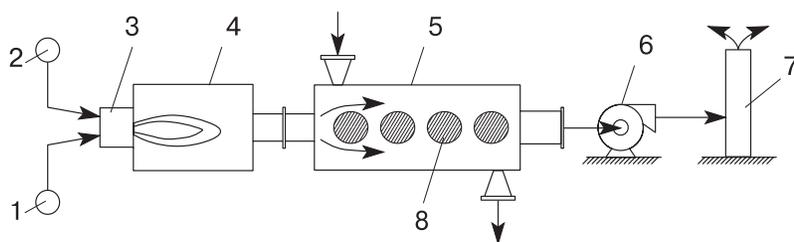


Рис. 3.11. Схема печной установки с низкотемпературной рабочей камерой: 1 — подвод воздуха; 2 — подвод газообразного топлива; 3 — горелка; 4 — камера горения; 5 — рабочая камера; 6 — дымосос; 7 — дымовая труба; 8 — заготовки

Количество теплоты, передаваемое от газового потока материалу, рассчитанное по уравнению теплового баланса, равно

$$Q = G \cdot (c_{\text{кон}} \cdot t_{\text{кон}} - c_{\text{нач}} \cdot t_{\text{нач}}), \quad (3.88)$$

где G — масса заготовок, находящихся в рабочей камере, кг; $c_{\text{кон}}$, $c_{\text{нач}}$ — теплоемкости конечная и начальная (кДж/кг) нагреваемого материала при температурах $t_{\text{кон}}$, $t_{\text{нач}}$.

Уравнение теплообмена имеет вид:

$$Q = \alpha_{\text{кв}} \cdot (\bar{t}_r - \bar{t}_m) \cdot F, \quad (3.89)$$

где $\alpha_{\text{кв}}$ — коэффициент конвективной теплоотдачи, Вт/(м²·°С); F — поверхность теплообмена, м²; \bar{t}_r — средняя температура газового потока, °С; \bar{t}_m — средняя температура нагреваемого материала, °С.

Коэффициент теплоотдачи при коридорном расположении заготовок определяется из критериального уравнения при:
— ламинарном режиме течения ($Re < 10^3$)

$$Nu = 0,56 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}} \right)^{0,25}; \quad (3.90)$$

— турбулентном режиме течения ($Re > 10^3$)

$$Nu = 0,22 \cdot Re^{0,65} \cdot Pr^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}} \right)^{0,25}. \quad (3.91)$$

При обтекании заготовок плоской формы коэффициент теплоотдачи рассчитывается по следующим уравнениям при:
— ламинарном режиме течения газового потока ($Re < 10^4$)

$$Nu = 0,57 \cdot Re^{0,5}; \quad (3.92)$$

— турбулентном режиме течения газового потока ($Re > 10^4$)

$$Nu = 0,032 \cdot Re^{0,8}. \quad (3.93)$$

Совместное решение уравнений (3.88) и (3.89) позволяет определить поверхность теплообмена и соответственные габариты рабочей камеры.

3.10. Тепломассообмен в рабочем пространстве высокотемпературных рабочих камер

Характерной особенностью теплообмена в высокотемпературной рабочей камере является передача теплоты материалу излучением от высокотемпературного источника — газового факела, теплового электрического нагревателя, вольтовой дуги и др.

На рис. 3.12 показан поперечный разрез плавильной рабо-

чей камеры печной установки, в которой температура плавления массы находится в пределах 1400-1500°C, а температура газового потока достигает 1600°C.

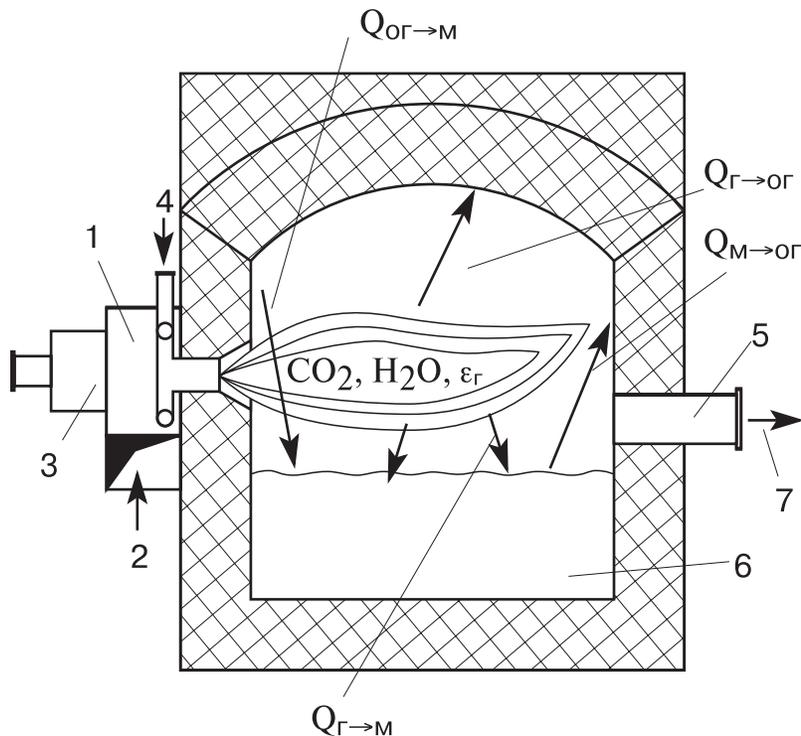


Рис.3.12. Схема плавильной рабочей камеры и лучистого теплообмена в ней: 1 — газовая горелка; 2 — подвод вторичного воздуха; 3 — подвод первичного воздуха; 4 — подвод газового топлива; 5 — отвод продуктов сгорания; 6 — расплавленный материал; 7 — продукты сгорания

Источником лучистой теплоты в рабочей камере печного пространства является горящий светящийся или полусветящийся факел, в котором содержатся трехатомные газы (CO_2 , H_2O , SO_2) и сажистые частицы.

Основная часть теплоты передается поверхности материа-

ла путем лучеиспускания факелом. Часть лучистой теплоты передается поверхности ограждения печи, которая после многократного отражения передается материалу.

Основные исходные уравнения лучистого теплообмена в пламенном пространстве печи имеют следующий вид:

— тепловосприятие поверхности материала от факела

$$Q_{\Gamma \rightarrow M} = \left[\varepsilon_{\Gamma} \cdot c_0 \cdot \left(\frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4 \cdot H_{\text{лм}} \right] \cdot \varepsilon_M; \quad (3.94)$$

— тепловосприятие ограждений при $\varepsilon_{\text{ог}}=1,0$

$$Q_{\Gamma \rightarrow \text{ог}} = \varepsilon_{\Gamma} \cdot c_0 \cdot \left(\frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4 \cdot F_{\text{ог}}; \quad (3.95)$$

— отражение теплоты от поверхности ограждений к материалу через газовую среду

$$Q_{\text{ог} \rightarrow M} = \varphi_{\text{ог}} \cdot \left[c_0 \cdot \left(\frac{T_{\text{ог}}}{100} \right)^4 \cdot F_{\text{ог}} \right] \cdot (1 - \varepsilon_{\Gamma}) \cdot \varepsilon_M; \quad (3.96)$$

— обратное отражение теплоты от поверхности материала на кладку

$$Q_{M \rightarrow \text{ог}} = \varepsilon_M \cdot c_0 \cdot \left(\frac{T_M}{100} \right)^4 \cdot (1 - \varepsilon_{\Gamma}) \cdot H_{\text{лм}}. \quad (3.97)$$

Решение данной системы уравнений выполнено В. Н. Тимофеевым. Полученное им конечное уравнение соответствует закону Стефана-Больцмана

$$Q_{\text{лм}} = \varepsilon_{\text{пр}} \cdot c_0 \cdot H_{\text{лм}} \cdot \left[\left(\frac{\bar{T}_{\Gamma}}{100} \right)^4 - \left(\frac{\bar{T}_M}{100} \right)^4 \right], \quad (3.98)$$

где c_0 — приведенный коэффициент излучения абсолютно чер-

ного тела, Вт/(м²К⁴); T_г, T_м — средние значения абсолютных температур газов и материала, К; φ_{ог} — коэффициент внешних теплопотерь ограждений.

Наиболее сложно в уравнении Стефана-Больцмана определяется приведенный коэффициент черноты печного пространства

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_{\text{м}} \cdot \varepsilon_{\text{г}} \cdot c_0 \cdot \frac{\varphi_{\text{ог}} \cdot (1 - \varepsilon_{\text{г}}) + 1}{\varphi_{\text{ог}} \cdot (1 - \varepsilon_{\text{г}}) [\varepsilon_{\text{м}} + \varepsilon_{\text{г}} \cdot (1 - \varepsilon_{\text{м}})] + \varepsilon_{\text{г}}}, \quad (3.99)$$

где ε_г, ε_м — коэффициенты черноты газового факела и материала.

3.11. Тепломассообмен в туннельных печах

Туннельная печь представляет собой весьма сложную теплотехнологическую установку, в которой под воздействием высокой температуры в материале протекают необратимые физико-химические процессы, придающие изделию необходимые свойства.

Печь состоит из теплоизолированного туннеля длиной до 200 м, механизмов и устройств для перемещения материала по туннелю, вентиляторов, дымососов, горелок и другого оборудования. В туннельной печи обжигаются строительный кирпич, керамические блоки, облицовочные плитки, шамотные и диасовые изделия и другие материалы.

Расчет туннельной печи включает в себя следующие разделы:

- определение основных размеров печи и отдельных элементов в соответствии с технологическим процессом и схемой работы печи;
- подбор материала и размеров ограждающих конструкций;
- определение расхода топлива, обеспечивающего выполнение требований технологического процесса;
- проверку и обеспечение температурного графика по длине туннеля на основании условий теплообмена;
- выбор топочных и горелочных устройств, а также энергетического оборудования, обеспечивающего надежную эксплуатацию печной установки.

В настоящем учебном пособии остановимся только на расчетах теплообмена для обеспечения температурного графика газовой и воздушной среды для нагрева и охлаждения материала, а также для его обжига.

По характеру тепловых процессов, протекающих при обжиге изделий, туннельную печь можно разделить на три зоны: подогрева, обжига и охлаждения материала.

В зоне обжига, которая оборудована газовыми горелками, расположена область максимальных температур. Продукты горения из зоны обжига направляются в зону нагрева материала и в конце туннеля отводятся в дымовую трубу.

В зоне охлаждения температура обожженного материала снижается за счет обтекания воздухом, который в качестве первичного и вторичного потоков используется для горения газообразного топлива. При такой организации процесса обжига воздух, дымовые газы и материал движутся навстречу друг другу (противоточное движение).

На рис. 3.13 показана тепловая схема туннельной печи, а также температурные графики материала, воздуха и дымовых газов.

Температурный режим и длительность воздействия температуры на материал определяется на основании экспериментальных и практических данных, а задача энергетической службы при эксплуатации печных туннельных установок заключается в обеспечении режимов обжига, нагревания и охлаждения материала путем оптимизации горения газообразного топлива, регулирования интенсивности массообмена и аэродинамики потоков воздуха и продуктов горения.

Реализация заданного режима зависит от скорости продвижения вагонеток, расходов продуктов горения и воздуха, теплофизических свойств обжигаемого материала.

Уравнения теплового баланса и теплообмена могут быть представлены следующими уравнениями для зон: — нагрева

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{б}} &= G_{\text{м}} \cdot (c_{\text{м}2}t_{\text{об}} - c_{\text{м}1}t_{\text{м}0}) = \\
 &= B_{\text{т}} \cdot [V_{\text{г}}^{\text{о}} + (\alpha - 1)V_{\text{в}}^{\text{о}}] \cdot (c_{\text{г}1}t_{\text{г}1} - c_{\text{г}2}t_{\text{г}2}); \quad (3.100)
 \end{aligned}$$

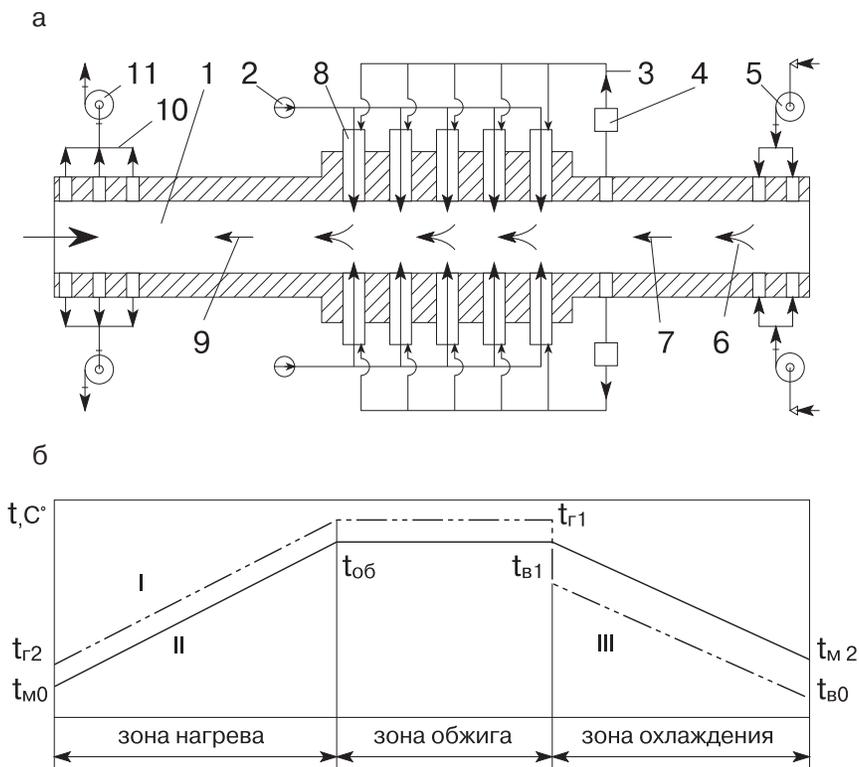


Рис.3.13. Тепловая схема туннельной печи

а — схема туннельной печи и б — температурный график: 1 — рабочий туннель; 2 — подвод горячего газа к горелкам; 3 — подвод вторичного воздуха; 4 — инжектор; 5 — вентилятор; 6 — подвод воздуха в зону охлаждения; 7 — вторичный воздух; 8 — газовая горелка; 9 — движение дымовых газов в зоне подогрева; 10 — удаление дымовых газов; 11 — дымосос; I — температура дымовых газов; II — температура материала; III — температура воздуха

$$Q_T = \alpha_{cp}^H \cdot f_B \cdot n_B \cdot (\bar{t}_r - \bar{t}_{m0}); \quad (3.101)$$

— для охлаждения

$$\begin{aligned} Q_6 &= G_M \cdot (c_{M2} t_{об} - c_{M2} t_{M0}) = \\ &= B_T \cdot V_B^0 \cdot (c_{B1} t_{B1} - c_{B0} t_{B0}); \end{aligned} \quad (3.102)$$

$$Q_T = \alpha_{cp}^0 \cdot f_B \cdot n_B \cdot (\bar{t}_{M2} - \bar{t}_B); \quad (3.103)$$

где G_M — производительность установки, кг/ч; c_{M1} , c_{M2} — теплоемкость материала при температурах t_{M1} , t_{M2} , кДж/(кг $^{\circ}$ С); t_{M1} , t_{M2} — температуры материала на входе в печь, в зоне обжига и на выходе из установки, $^{\circ}$ С; B_T — расход газообразного топлива, м 3 /ч; V_B^0 — теоретический расход продуктов сгорания, м 3 /м 3 ; V_B^0 — теоретический объем воздуха для горения, м 3 /м 3 ; α_{cp}^H , α_{cp}^0 — коэффициенты теплоотдачи в зонах прогрева и охлаждения, Вт/(м 2 $^{\circ}$ С); c_{r1} , c_{r2} — теплоемкости продуктов сгорания при температурах t_{r1} , t_{r2} , кДж/(кг $^{\circ}$ С); t_{r1} , t_{r2} — температуры продуктов сгорания в зоне обжига и на выходе из печи, $^{\circ}$ С; α — коэффициент избытка воздуха; f_B — поверхность теплообмена садки одной вагонетки, м 2 ; n_B — число вагонеток; \bar{t}_r — средняя температура продуктов сгорания, $^{\circ}$ С; \bar{t}_{m0} , \bar{t}_{M2} — средние температуры материала в зонах обжига и охлаждения, $^{\circ}$ С.

Коэффициент теплоотдачи при течении газа и воздуха в продольных каналах садки определяется из критериального уравнения $Nu=0,08Re^{0,7}$, где Nu — критерий Нуссельта, $Nu=\alpha d/\lambda$; Re — критерий Рейнольдса, $Re=wd/v$.

В зоне нагревания материала необходимо также учитывать коэффициент теплоотдачи излучением α_L от трехатомных газов $\alpha_{cp} = \alpha_k + \alpha_L$.

В зоне обжига основной вид теплообмена происходит излучением, основная задача заключается в обеспечении необходимой температуры для расплавления отдельных компонен-

тов, входящих в состав материала.

Лучистый тепловой поток в зоне обжига рассчитывается по формуле

$$Q_{\Gamma} = \varepsilon_{\text{пр}} \cdot F \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{М}}}{100} \right)^4 \right], \quad (3.104)$$

где $\varepsilon_{\text{пр}}$ — приведенная степень черноты; F — поверхность лучистого теплообмена, м²; c_0 — коэффициент излучения абсолютно черного тела, Вт/(м²К⁴); T_{Γ} , $T_{\text{М}}$ — абсолютные температуры факела и материала, К.

3.12. Теплообмен во вращающихся печах для обжига кусковых материалов

Вращающиеся печи применяются для обжига цемента, магнетита, доломита, извести и других материалов. Они являются высокопроизводительными теплотехнологическими установками, в которых наряду с физико-химическими процессами протекают сложные процессы теплообмена между факелом и материалом, между газовой средой и материалом, между футеровкой барабана и материалом, которые определяют производительность установки и качественные показатели вырабатываемой продукции. Принципиальная схема вращающейся печи представлена на рис. 3.14а.

Современные вращающиеся печи для обжига шамота, магнетита, доломита имеют диаметр 2,0÷3,0 м, для обжига цемента — 5÷7 м, и длину до 230 м. Сырой материал в виде суспензии поступает в печь с относительной влажностью $W_0=35\div40\%$ (мокрый способ) или в воздушно-сухом состоянии при влажности $W_0=10\%$ (сухой способ обжига материала). В последние годы сухой способ обжига вытесняет мокрый, так как он экономичнее в отношении расхода топлива.

В целях интенсификации процесса сушки вращающиеся печи снабжаются внутренними устройствами, увеличивающими поверхность контакта сырого материала с дымовыми газами или выносными устройствами для подсушки и нагрева материала перед поступлением в обжиговую печь. В качестве внутренних устройств, при мокрой подготовке сырья, в холодном

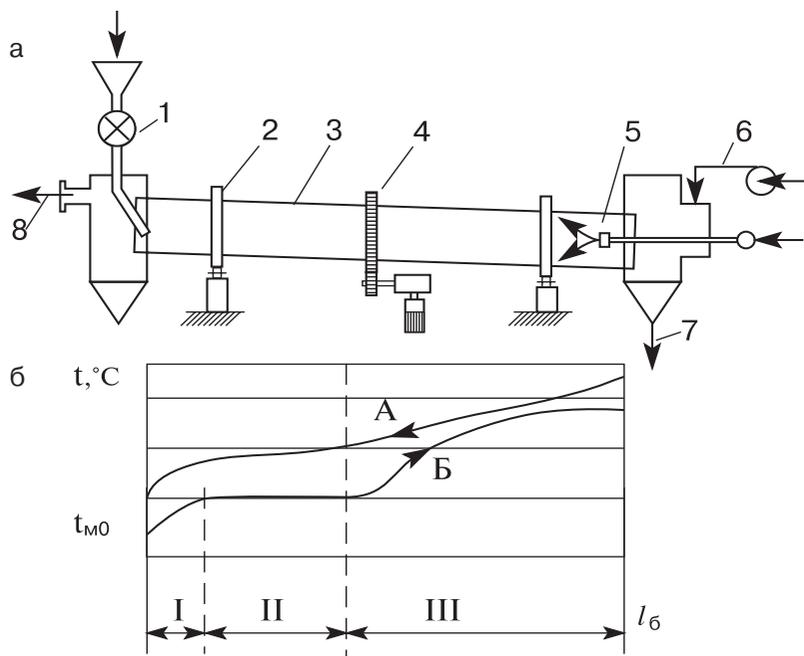


Рис.3.14. Тепловая схема барабанной печной установки
 а — схема вращающейся печи и б — температурные графики материала и продуктов сгорания.

1 — питатель сырого материала; 2 — опорный бандаж барабана; 3 — печной барабан; 4 — зубчатое колесо для привода барабана; 5 — мазутная форсунка; 6 — воздух для горения; 7 — обожженный материал; 8 — отработавшие продукты сгорания; А — температура продуктов сгорания; Б — температура материала.

конце устанавливают навесные цепи, которые подвешивают гирляндами за оба конца. Длина цепей при этом равна $(1,2 \div 1,3)D$, а расстояние между точками подвески $S=(0,6 \div 1,0)D$.

В качестве выносных устройств, устанавливаемых при сухом способе подготовки сырья, перед холодным концом применяют цепные решетки, в которых нагрев материала производится в движущемся слое, или циклоны, в которых нагреваемый материал перемещается во взвешенном состоянии.

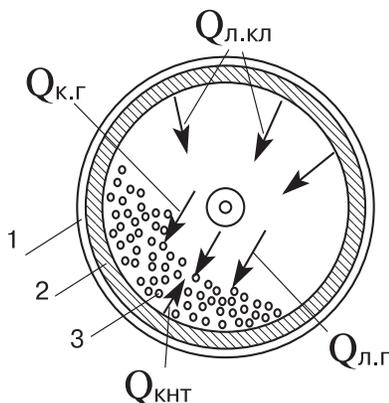


Рис. 3.15. Виды теплообмена во вращающемся барабане. 1 — кожух барабана; 2 — футеровка; 3 — обжигаемый материал

Определение длины отдельных зон, а также подогревательных и подсушивающих устройств производится на основании уравнений материального и теплового балансов, а также теплообмена.

При регенерации отработавшей извести во вращающуюся печь подается известковый шлам с влажностью $40 \div 45\%$. Подсушка осуществляется в тонких слоях, налипающих на внутреннюю поверхность барабана и металлических цепей.

Всю длину печного барабана можно разделить на три зоны (см. рис. 3.14б):

I — зона подогрева сырья, в которой температура сырья увеличивается от начальной до температуры насыщенного состояния (при атмосферном давлении, $t_M = 100^\circ\text{C}$);

II — зона испарения влаги (зона подсушки) в которой протекает испарение влаги при постоянной температуре ($t_M = 100^\circ\text{C}$) от начальной влажности W_0 до нуля;

III — зона обжига, в которой происходит увеличение температуры сырья от температуры 100°C до температуры, определяемой технологическим процессом, при которой протекают физико-химические изменения материала.

На рис. 3.15 показан поперечный разрез печного барабана и виды теплообмена в нем.

Суммарная плотность теплового потока в зонах нагрева и обжига складывается из лучистого потока от трехатомных газов, содержащихся в продуктах сгорания ($Q_{лг}$), лучистого теплового потока от нагретой поверхности футеровки ($Q_{лф}$), теп-

лового потока к материалу в результате контакта с нагретой футеровкой ($Q_{КТ}$) и конвективного теплового потока ($Q_{КВ}$).

$$Q_C = Q_{ЛГ} + Q_{ЛФ} + Q_{КТ} + Q_{КВ}. \quad (3.105)$$

Лучистый тепловой поток от трехатомных рассчитывается по формуле Стефана-Больцмана

$$Q_{ЛГ} = \varepsilon_{пр} \cdot c_0 \cdot F \cdot \left[\left(\frac{T_G}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_M}{100} \right)^4 \right], \quad (3.106)$$

где T_G , T_M — абсолютные температуры газового факела и материала, К.

Лучистый тепловой поток от нагретой поверхности футеровки $Q_{ЛФ}$ рассчитывается по той же формуле с той лишь разницей, что степень черноты и температура принимаются для футеровки.

В качестве поверхности теплообмена F следует принимать плоскость, определяющую, как проекцию наклонно расположенного слоя.

Тепловой поток $Q_{КТ}$ от нагретой поверхности футеровки материалу определяется по уравнению Ньютона-Рихмана

$$Q_{КТ} = \alpha_{КТ} \cdot F_{КТ} \cdot (t_{ф} - \bar{t}_M), \quad (3.107)$$

где $t_{ф}$ — температура футеровки, °С; $F_{КТ}$ — удельная контактная поверхность численно равна дуге барабана на которой располагается материал, умноженной на длину барабана.

Конвективный поток теплоты равен

$$Q_{КВ} = \alpha_{КВ} \cdot F_{КВ} \cdot (\bar{t}_G - \bar{t}_M). \quad (3.108)$$

Для определения коэффициента конвективного теплообмена рекомендуется формула

$$Nu = 0,16 \cdot Re^{0,67}, \quad (3.109)$$

В зоне подсушки влажный материал налипает на поверхность футеровки и на кольца цепной завесы, определяющих активную поверхность теплообмена

$$F_{КВ} = l_{ц} \cdot D_{б} \cdot (1 + k_{ц}), \quad (3.110)$$

где $l_{ц}$ — длина цепной зоны; $k_{ц}$ — коэффициент учитывающий увеличение коэффициента теплообмена $\alpha_{кв}$ за счет цепей, $k_{ц}=3\div 4$; $D_б$ — диаметр барабана, м.

Длина зоны подсушки определяется из уравнений теплообмена и теплового баланса

$$l_{ц} = \frac{G_c \cdot \left[u_0 \cdot (i_n - c_w t_0) + c_c \cdot (t_{m1} - t_{m0}) \right]}{\pi \cdot D_б \cdot (1 + k_{ц}) \cdot (\alpha_n + \alpha_{кв}) \cdot k_c \cdot \bar{\vartheta}}, \quad (3.111)$$

где G_c — производительность печной установки по сухому материалу, кг/ч; u_0 — начальное влагосодержание материала, кг/кг; c_w, c_c — удельные теплоемкости влаги и сухого материала, кДж/(кг $^{\circ}$ С); i_n — энтальпия пара, кДж/кг; t_{m0}, t_{m1} — температуры материала в начале и конце расчетного участка, $^{\circ}$ С; k_c — коэффициент учитывающий снижение интенсивности испарения влаги в период уменьшающейся скорости сушки, $k_c=0,4\div 0,5$.

Теплообменный потенциал в период постоянной скорости сушки $\bar{\vartheta}$ определяется как среднелогарифмический температурный напор

$$\bar{\vartheta} = \frac{t_{r1} - t_{r2}}{\ln \frac{t_{r1} - t_{m1}}{t_{r2} - t_{m1}}}, \quad (3.112)$$

где t_{m1}, t_{r1}, t_{r2} — температура материала, температуры газов в начале и в конце периода постоянной скорости сушки, $^{\circ}$ С.

Температура уходящих газов определяется из условия экономичности и равна $150\div 200^{\circ}$ С.

Изменение температуры газов δt в расчетной зоне определяется из уравнения теплового баланса

$$\begin{aligned} \delta t &= t_{r1} - t_{r2} = \\ &= \frac{Q_c}{V_r \cdot \bar{c}_r} = \frac{G_c \cdot \left[u_0 \cdot (i_n - c_w t_0) + c_c \cdot (t_{m1} - t_{m0}) \right]}{B_r \cdot \rho_r \cdot V_r \cdot \bar{c}_r \cdot \phi}, \quad (3.113) \end{aligned}$$

где c_r — средняя теплоемкость продуктов сгорания; V_r — объем продуктов сгорания, $m^3/(кг \text{ топлива})$; φ — коэффициент учитывающий потери в окружающую среду; V_T — расход топлива, $кг/ч$; ρ_T — плотность газов, $кг/м^3$.

Длина расчетной зоны (участка)

$$l_{ц} = \frac{\Delta Q}{Q_{лг} + Q_{лф} + Q_{кт} + Q_{кв}}. \quad (3.114)$$

Длина зоны обжига рассчитывается в соответствии с длительностью пребывания материала в зоне высокой температуры.

3.13. Тепломассообмен в кипящем слое

В последнее время все более широкое применение получает сушка мелкодисперсных материалов и сжигание твердых видов топлива в кипящем слое. Это обусловлено высоким коэффициентом теплоотдачи между газовым объемом и материалом, а также большой поверхностью теплообмена.

Кипящим (псевдооживленным) называется слой мелкозернистого материала, продуваемый снизу вверх газом со скоростью, превышающей предел устойчивости плотного слоя, но меньше скорости витания частиц. При визуальном наблюдении за таким слоем создается впечатление “кипения” частиц твердого материала, хаотически перемещающихся в пределах определенного объема. Способ сжигания топлива в кипящем слое аэродинамически является промежуточным между слоевым и факельным. На рисунке 3.16 изображена схема топки с кипящим слоем.

В энергетических топках при сжигании каменных и бурых углей в кипящем слое удерживается значительное количество золы при сравнительно низкой концентрации топливных частиц, что способствует их удержанию в слое и более полному выгоранию.

Адиабатическая температура горения при этом равна

$$t_a = \frac{Q_H^p \cdot \left(100 - \frac{q_2 + q_3 + q_4}{100} \right) + \alpha V_B^0 \cdot c_B \cdot t_B}{\left[V_r^0 + V_B^0 (\alpha - 1) \right] \cdot \bar{c}_r}, \quad (3.115)$$

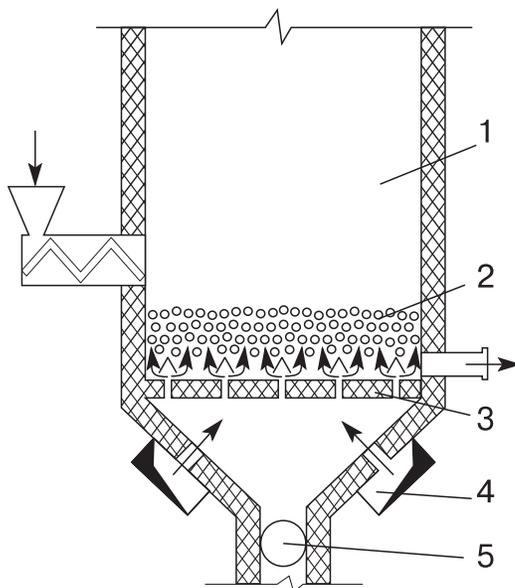


Рис. 3.16. Топка с кипящим слоем: 1 — топочная камера; 2 — кипящий слой; 3 — газораспределительная решетка; 4 — воздуховод; 5 — золовый затвор

где q_2 — потери теплоты с уходящими газами, %; q_3 — потери теплоты от химической неполноты сгорания, %; q_4 — потери теплоты от механической неполноты сгорания, %; V_r^0 — теоретическое количество продуктов сгорания, $\text{м}^3/\text{м}^3$; V_v^0 — теоретическое количество воздуха для сгорания топлива, $\text{м}^3/\text{м}^3$; \bar{c}_r — средняя теплоемкость продуктов сгорания топлива, $\text{кДж}/(\text{м}^3\text{С})$; α — коэффициент избытка воздуха.

С целью снижения температуры горения в слой помещают испарительные поверхности нагрева. Однако, следует заметить, что псевдосжиженный слой является аэродинамически неустойчивой системой. Значительная часть топливных частиц выносятся из слоя и сгорают за его пределами, что в значительной мере снижает среднее значение удельного теплового напряжения топочной камеры.

В газораспределительной решетке имеются два вида отвер-

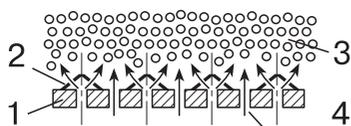


Рис. 3.17. Схема кипящего слоя.
1 — газораспределительная решетка; 2 — колпачки с отверстиями; 3 — материал (топливо); 4 — вертикальные отверстия

стей (см рис.3.17): отверстия, расположенные в решетке вертикально, через которые подается около 60÷65% воздуха и предназначенные для подъема частиц и отверстия, расположенные в колпачках под углом к горизонту и предназначенные для перемещения частиц материала или топлива в горизонтальном направлении.

Расчет установок кипящего слоя подробно изложен в [9].

3.14. Теплообмен в радиационно-конвективных сушильных установках непрерывного действия

В целлюлозно-бумажной промышленности применяются конвективные, радиационно-конвективные, контактно-конвективные установки для сушки целлюлозы, картона, шпона и других материалов. В радиационно-конвективных сушильных установках теплота к поверхности материала передается путем конвекции от нагретого воздуха и лучеиспускания от внутренних калориферов (радиаторов), расположенных между движущимися листами материала.

На рис. 3.18 приведена принципиальная схема радиационно-конвективной установки для сушки листовых и рулонных материалов, в которой теплота для испарения влаги подводится как от нагретого воздуха (конвективный теплообмен), так и от нагретых радиаторов (лучистый теплообмен).

Кроме того, в установке происходит тепломассообмен между радиаторами и сушильным воздухом.

Уравнения баланса теплоты и теплообмена для постоянной скорости сушки применительно к схеме выражаются следующим образом:

— для потока воздуха

$$L_B \cdot c_B \cdot \frac{dt_B}{dl} = \alpha_K \cdot S_{и} \cdot (t_{и} - t_B) - \alpha'_K \cdot S_M \cdot (t_B - t_M); \quad (3.116)$$

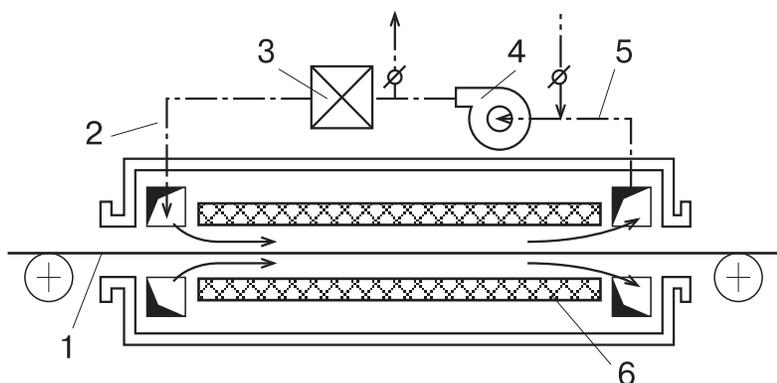


Рис. 3.18. Схема радиационно-конвективной сушильной установки. 1 — влажный материал; 2 — подвод сушильного воздуха; 3 — калорифер; 4 — вентилятор; 5 — отвод отработавшего воздуха; 6 — радиаторы (ИК-излучатели)

— для материала

$$G_m \cdot r \cdot \frac{du}{dl} = -\alpha_l \cdot S_m \cdot (t_i - t_m) - \alpha'_k \cdot S_m \cdot (t_b - t_m), \quad (3.117)$$

где L_v — массовый расход воздуха, кг/ч; α_k — конвективный коэффициент теплоотдачи от радиатора к воздуху, Вт/(м²°С); α'_k — конвективный коэффициент теплоотдачи от воздуха к материалу, Вт/(м²°С); S_n , S_m — удельные поверхности нагревателя и материала, м²/м; r — теплота парообразования, кДж/кг; G_m — массовый расход материала, кг/ч; u — влагосодержание материала, кг/кг; α_l — коэффициент лучистого теплообмена от радиатора к материалу, Вт/(м²°С); t_i , t_m , t_b — соответственно температуры радиатора, материала и воздуха, °С.

Левая часть уравнения (3.116) выражает изменение энтальпии воздуха, движущегося по каналу, образованному радиаторами и влажным материалом, правая — количество теплоты, переданное радиаторами воздуху (первое слагаемое) и теплоту, переданную материалу конвективным способом (второе слагаемое).

В уравнении (3.117) левая часть уравнения описывает расход теплоты, затраченной на испарение влаги, а правая часть

- расход лучистой энергии, переданной материалу (первое слагаемое) и, как в предыдущем уравнении, - теплоту, переданную материалу конвективным способом (второе слагаемое). Решение данной системы уравнений (3.116) и (3.117) приведена в [6].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. - М.: Энергия, 1977. - 342 с.
2. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
3. Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М. Теория тепло- и массообмена. – М.-Л.: ГЭИ, 1961. – 652 с.
4. Теория тепломассообмена. Исаев С.И., Кононов И.А. и др. /под ред. А.И.Леонтьева. – М.: Высшая школа, 1979. – 495 с.
5. Лыков А.В. Теоретические основы строительной теплофизики. – Минск: Изд-во АНБССР, 1961. – 520 с.
6. Жучков П.А. Тепловые процессы в целлюлозно-бумажном производстве. – М.: Лесная промышленность, 1978. – 350 с.
7. Жучков П.А. Специальные вопросы тепломассообмена в энерготехнических процессах и установках целлюлозно-бумажного производства: учеб. пособие / ЛТА. Л., 1986. – 90 с.
8. Жучков П.А. Тепломассообмен в процессах сушки и горения / ЛТИ ЦБП. Л., 1974. – 120 с.
9. Расчеты аппаратов кипящего слоя: справочник / Баскаков А.П., Лукачевский Б.П. и др. / под ред. И.П. Мухленова. – Л.: Химия, 1986. – 352 с.
10. Готовский м.А. Тепломассообмен: учеб. пособие / СПб ГТУ РП. СПб., 2007. – 159 с.
11. Белоусов В.Н., Смирнова О.С., Смородин С.Н. Основы сжигания газа: учеб. пособие / СПб ГТУ РП. СПб., 2009. – 70 с.

СОДЕРЖАНИЕ:

Введение	3
1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕПЛОМАССОБМЕНА .	5
1.1. Теплопроводность	—
1.2. Конвективный теплообмен при естественной конвекции	6
1.3. Конвективный теплообмен при вынужденном движении жидкости в каналах	9
1.4. Конвективный теплообмен при обтекании плоских поверхностей	11
1.5. Теплообмен при кипении жидкости	13
1.6. Контактный (кондуктивный) теплообмен	14
1.7. Теплообмен излучением	15
1.8. Тепломассообмен в двухкомпонентных средах	17
2. ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ ГОРЕНИИ ТОПЛИВА	21
2.1. Кинетика реакций в процессах горения топлива	—
2.2. Равновесные составы реагирующих веществ	24
2.3. Тепломассообмен в процессах воспламенения и горения горючих смесей	29
2.4. Влияние температуры и избытка воздуха на конечный состав продуктов сгорания в топочных процессах	31
2.5. Тепломассообмен в процессах воспламенения и горения гетерогенных смесей	34
2.6. Кинетика сгорания топливных частиц при стехиометрическом расходе воздуха	37
2.7. Сгорание твердых топливных частиц в неограниченном объеме ($C_{об}=C_{о}=const$)	40
2.8. Тепломассообмен при горении жидкого топлива ...	42
2.9. Определение коэффициента массоотдачи при горении топлива	44
2.10. Кинетика и тепломассообмен при горении газообразного топлива	46
2.11. Турбулентный массообмен при горении газообразного топлива	49
3. ТЕПЛОМАССОБМЕН В ТЕПЛОТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ И УСТАНОВКАХ	50
3.1. Тепломассообмен на сушильных цилиндрах при контактно-конвективной сушке бумажного полотна	—

3.2. Расчет температуры бумажного полотна на сушильном цилиндре	54
3.3. Расчет температуры бумажного полотна на участке свободного пробега	57
3.4. Перемещение поверхности испарения вглубь материала	62
3.5. Расчет поля влажности в сечении материала	64
3.6. Расчет температурного поля в сечении материала	68
3.7. Решение уравнения нестационарной теплопроводности методом конечных разностей	70
3.8. Тепломассообмен и аэродинамика газодисперсных систем	75
3.9. Тепломассообмен в низкотемпературных рабочих камерах печных установок	79
3.10. Теплообмен в рабочем пространстве высокотемпературных рабочих камер.....	80
3.11. Тепломассообмен в туннельных печах	83
3.12. Теплообмен во вращающихся печах для обжига кусковых материалов	87
3.13. Тепломассообмен в кипящем слое	92
3.14. Теплообмен в радиационно-конвективных сушильных установках непрерывного действия	94
ЛИТЕРАТУРА	96

Учебное издание

Бельский Александр Петрович
Лакомкин Владимир Юрьевич

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОМАССОБМЕНА
В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ТЕПЛОТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ
ПРОЦЕССАХ И УСТАНОВКАХ

Учебное пособие

Редактор и корректор Смирнова Т.А.
Техн. редактор Титова Л.Я.

Темплан 2011 г., поз. 1

Подп. к печати 10.12. 2010.

Формат 60x84 /16. Бумага тип. № 1. Печать офсетная

Печ. л. 6,25. Тираж 100 экз.

Изд. № 1 . Цена "С". Заказ

Ризограф ГОУВПО «Санкт-Петербургский государственный технологический университет растительных полимеров». 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 4.