

Конспект лекций по дисциплине "Теплотехника"  
для студентов гр. МО-07 и МКС-07  
в 9-10 полусеместрах 2009-2010 учебного года

Объем часов:

- лекции – 56 часа (32 часа в 9 полусеместре и 24 часа в 10 полусеместре);
- лабораторные работы – 16 часов (8 часов в 9 полусеместре и 8 часов в 10 полусеместре);
- практические занятия – 8 часов (в 9 полусеместре).

Преподаватели:

- доцент Бровкин В.Л. – лекции;
- асс. Сибирь А.В. и асс. Сысоева Т.Е. – лабораторные работы и практические занятия.

Дисциплина включает в себя 5 модулей:

- в 9 полусеместре:

Модуль 1. Теплогенерация за счет сжигания топлива и использования электроэнергии (2 лаб. работы + контр. работа).

Модуль 2. Динамика жидкости и газов (1 лаб. работа + контр. работа).

Модуль 3. Теплопроводность (1 лаб. работа + контр. работа).

- в 10 полусеместре:

Модуль 4. Конвекция (2 лаб. работы + контр. работа).

Модуль 5. Теплообмен излучением (1 лаб. работа + контр. работа).

Оценка по каждому из модулей выставляется на основании результатов контрольных работ при наличии положительной оценки по лабораторным работам. При выставлении дифференцированного зачета в виде средней оценки по всем модулям учитывается оценка по лабораторным работам.

Рекомендуемая литература

1. Румянцев В.Д., Ольшанский В.М. Теплотехника: Учебное пособие / Под ред. В.И. Губинского. – Днепропетровск: Пороги, 2002. – 325 с.
2. Механика жидкости и газа: Учебник для вузов. / С.И. Аверин и др. – М.: Металлургия, 1987. – 304 с.
3. Расчёты нагревательных печей / С.И. Аверин и др. Под ред. Н.Ю. Тайца – К.: Техніка, 1969. – 540 с.
4. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. – М.-Л.: Энергия, 1975, – 424 с.
5. Румянцев В.Д. Теория тепло- и массообмена. Учебное пособие. – Днепропетровск: Пороги, 2006. – 532 с.
6. Семикин И.Д., Аверин С.И., Радченко И.И. Топливо и топливное хозяйство металлургических заводов. – М.: Металлургия, 1965. – 392 с.

# Модуль 1

## Лекція 1

План лекції:

**Основні положення теплогенерації за рахунок спалювання палива та використання електроенергії.**

Класифікація та види технічних палив. Склад палива. Вища та нижча теплота спалення. Умовне паливо. Основні принципи теплогенерації за рахунок електричної енергії.

### 1 Топливо. Види и характеристика топлива

#### 1.1 Общая характеристика топлива

Все технологические процессы связаны с потреблением или отдачей энергии. Например, в нагревательных печах металл получает тепловую энергию от печи, которая, в свою очередь, получает энергию в виде электричества или в виде топлива. В данном разделе курса мы изучаем вопросы, связанные с получением энергии от топлива.

Топливом называется горючее вещество, которое экономически целесообразно использовать для получения в промышленных целях большого количества энергии.

К топливу предъявляются следующие требования:

1. Продукты горения топлива должны находиться по возможности в газообразном состоянии и быть как можно более безвредными для окружающей среды.

2. Процесс сжигания топлива должен быть управляемым

3. Запасы топлива должны быть большими, а их добыча недорогой.

На Украине из собственного топлива в достаточном количестве есть только каменный и бурый уголь. Нефти и газа добывается около 15-25 % от потребляемого количества. Остальное количество поступает по нефте- и газопроводам из России, Туркмении и Казахстана.

#### 1.2 Классификация топлива

Топливо в соответствии с его агрегатным состоянием разделяют на твердое, жидкое и газообразное. Каждое из этих типов топлива встречается в естественном и искусственном виде. Следует отметить, что само понятие "топливо" имеет смысл при горении топлива в среде окислителя. Поэтому, например, сжиженный газ нельзя отнести к жидкому топливу. Жидким является его состояние в процессе транспортировки по продуктопроводам (трубопроводы сжиженного газа), в горении же участвует топливо, переведенное в газообразное состояние. Общая схема классификации топлива выглядит следующим образом (табл. 1.1).

Существуют и частные классификации топлива. Например, мазут разделяется по маркам в зависимости от вязкости или по содержанию серы.

## Классификация топлив

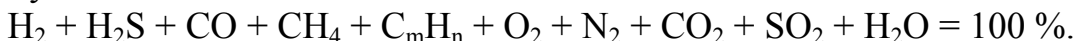
Агрегатное состояние	Происхождение	
	естественное	искусственное
Твердое	Дрова, торф, бурый и каменный уголь, горючие сланцы	Древесный уголь, брикеты, кокс, угольная пыль
Жидкое	Нефть	Бензин, керосин, мазут, смола, масла, спирт
Газообразное	Природный газ, попутный газ	Коксовый, доменный, конвертерный, ферросплавный, генераторный и водяной газ

## 1.3 Состав топлива

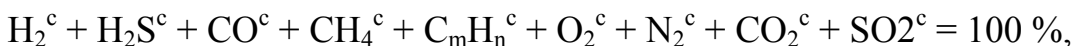
Каждое топливо состоит из двух частей: горючей и негорючей, называемой балластом. Состав представляют в виде массовых [кг/кг] (твердое и жидкое топливо) или объемных [м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup>] (газообразное топливо) долей и выражают в %.

Рассмотрим газообразное топливо. Горючая часть его состоит из смеси горючих газов: H<sub>2</sub> – водорода, H<sub>2</sub>S – сероводорода, CO – оксида углерода, CH<sub>4</sub> – метана и C<sub>m</sub>H<sub>n</sub> – углеводородов. Балласт состоит из следующих газов: O<sub>2</sub> – кислорода, N<sub>2</sub> – азота, CO<sub>2</sub> – диоксида углерода (углекислого газа), H<sub>2</sub>O – паров воды, SO<sub>2</sub> – сернистого ангидрида.

100 % влажного топлива, называемого рабочим, т.е. не подвергнутого дополнительной обработке после добычи и транспортировки, раскладывается на следующие составляющие:



Если газ был подвергнут сушке, то его состав записывается следующим образом

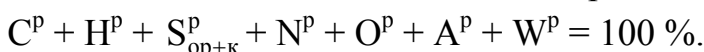


где H<sub>2</sub><sup>c</sup>, H<sub>2</sub>S<sup>c</sup>, CO<sup>c</sup>, CH<sub>4</sub><sup>c</sup>, C<sub>m</sub>H<sub>n</sub><sup>c</sup>, O<sub>2</sub><sup>c</sup>, N<sub>2</sub><sup>c</sup>, CO<sub>2</sub><sup>c</sup>, SO<sub>2</sub><sup>c</sup> – объемные доли составляющих веществ в единице объема топлива, %. Индекс "с" означает, что имеем дело с сухим топливом.

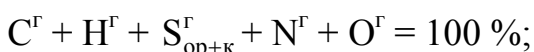
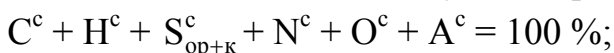
Ориентировочная теплота сгорания газов: CH<sub>4</sub> – 35,8 МДж/м<sup>3</sup>, CO – 12,6 МДж/м<sup>3</sup>, H<sub>2</sub> – 10,8 МДж/м<sup>3</sup>.

Запись состава твердого и жидкого топлива несколько отличается от записи состава газообразного топлива, т.к. в твердом (жидком) топливе элементы, склонные к образованию окислов, находятся в сложных органических соединениях, включающих С – углерод, Н – водород, N – азот, О – кислород, S – серу. Балласт твердых (жидких) топлив состоит из золы – А и влаги – W.

Состав добытого топлива называют рабочим составом и обозначают:



Различают также составы сухой, горючей и органической масс топлива:



$$C^o + H^o + S_{op}^o + N^o + O^o = 100 \%,$$

где  $C^p, \dots, C^c, \dots, C^r, \dots, C^o, \dots$  – массовые доли составляющих элементов на единицу массы топлива, %;  $S_{op}^o$  – органическая сера, %;  $S_{op+k}$  – смесь органической и колчеданной серы ( $FeS_2$  – железный колчедан. Входит в минеральную часть топлива), %.

Основная горючая составляющая топлива – углерод. При его сгорании выделяется теплота в количестве 34,1 МДж/кг. Вторым по значению является водород. Его теплота сгорания 119,9 МДж/кг. Вследствие низкой теплоты сгорания (9,1 МДж/кг) сера является вредной и нежелательной примесью топлива.

С точки зрения получения энергии при горении топлива  $N^r$  и  $O^r$  являются балластными составляющими.

Зола в твердом топливе состоит из негорючих соединений типа  $SiO_2$ ,  $Al_2O_3$ ,  $MgO$ ,  $FeO$ ,  $Fe_2O_3$  и других, а также из сульфатных соединений  $CaSO_4$ ,  $FeSO_4$ ,  $MgSO_4$  и других. Зола может быть связана с горючей частью топлива или занесена извне.

Влага, содержащаяся в твердом топливе разделяется на внутреннюю и внешнюю. Внешняя влага может быть удалена при подсушке топлива. Внутренняя влага полностью не удаляется, так как представляет из себя, главным образом, гидратную влагу, входящую в органические и минеральные соединения топлива.

Влага в жидком топливе представлена внешней влагой.

#### **1.4 Виды топлива в печах**

Краткая характеристика основных видов топлива, используемых в нагревательных и энергетических установках.

Природный газ. Основное топливо в печах. Широко используется в технологических процессах и в быту. В энергетике применяется на ТЭЦ только летом, когда падает потребление газа. Главное преимущество: обычно отсутствует сера.

Состав:  $CH_4 = 80-98 \%$ ;  $C_mH_n$  до 10 %;  $CO_2 = 0,1-0,3 \%$ ;  $N_2 = 1-14 \%$ . Теплота сгорания 30-36 МДж/м<sup>3</sup>.

Искусственные газообразные топлива – коксовый газ, доменный газ.

Коксовый газ получают на коксохимических заводах при производстве кокса в процессе сухой перегонки угля при нагревании его без доступа воздуха до температуры 800-1100°C. Примерный состав сухого коксового газа:  $CH_4 = 21-30 \%$ ;  $C_mH_n$  1,5-3 %;  $CO = 4-8 \%$ ;  $N_2 = 4-18 \%$ ,  $O_2$  до 2 %,  $H_2 \approx 60 \%$ . Теплота сгорания в среднем 16 МДж/м<sup>3</sup>.

Доменный газ является побочным продуктом производства при выплавке чугуна в доменных печах. Примерный состав сухого доменного газа:  $CH_4$  до 0,5 %;  $CO = 29 \%$ ;  $N_2 = 58 \%$ ,  $CO_2 = 10 \%$ ,  $H_2$  до 3 %. Теплота сгорания около 4 МДж/м<sup>3</sup>.

Мазут. Резервное топливо в печах.

Состав: С = 84-86 %, Н = 11-12 %, S = 0,4-3 %, А = 0,5 %, W = 3-4 %.  
Теплота сгорания около 40 МДж/кг.

Поскольку мазут имеет температуру застывания около 25-35°C и ниже, его перед транспортировкой по трубам или перед сжиганием подогревают до 80-120°C.

Уголь. Применяется, главным образом, на ТЭЦ и в доменных печах в виде пыли. В нагревательных и сталеплавильных печах практически не применяется, за исключением случаев, когда печи работают от газогенераторных станций. На Украине газогенераторных станций практически не осталось.

Состав: С = 76-97 %, Н = 4-5 %, S до 3 %, А = 1-15 %, W = 2-10 %. Теплота сгорания 23-35 МДж/кг.

Кокс – это твердый углеродистый остаток, образующийся при нагревании различных топлив (каменного угля, торфа и т.п.) до 800-1100 °С без доступа воздуха. Применяется в качестве топлива в доменных печах и вагранках.

Состав: нелетучий углерод 75-83 %, летучие составляющие до 1,7 %, S до 2 %, Р до 0,05 %; А до 10 %, W до 14 %. В горючей массе кокса содержание углерода составляет 96-98 %. Теплота сгорания кокса около 29 МДж/кг.

## **1.5 Теплота сгорания топлива**

Теплотой сгорания топлива называется количество теплоты, выделяемое при полном сгорании единицы количества топлива. Единицы измерения – Дж/м<sup>3</sup> или Дж/кг.

В зависимости от агрегатного состояния водяных паров, содержащихся в продуктах горения, различают высшую и низшую теплоту сгорания. Их обозначают  $Q_v$  и  $Q_n$  и обычно добавляют индекс "р", показывающий, что топливо находится в рабочем состоянии.

Высшей теплотой сгорания топлива называется количество теплоты, которое выделяется при полном сгорании единицы количества топлива при условии перевода влаги продуктов сгорания из газообразного состояния в жидкость с температурой  $t = 0^\circ\text{C}$ .

Низшей теплотой сгорания топлива называется количество теплоты, которое выделяется при полном сгорании единицы количества топлива при условии, что влага продуктов сгорания находится в виде пара, охлажденного до 20°C.

Связь между низшей и высшей теплотой сгорания следующая:

$$Q_v^p - Q_n^p \approx G_{\text{H}_2\text{O}} \cdot r,$$

где  $G_{\text{H}_2\text{O}}$  – масса влаги, содержащаяся в продуктах горения на единицу количества топлива (кг/м<sup>3</sup> или кг/кг);  $r$  – теплота парообразования, условно принимаемая равной 2,51 МДж/кг.

В практике работы печных установок дымовые газы уходят из рабочей камеры с температурой более 100°C и поэтому влага в дымовых газах остается в газообразном состоянии. По этой причине во всех теплотехнических

расчетах используется низшая теплота сгорания, не учитывающая конденсацию тепловых паров.

### **1.6 Условное топливо**

Для сравнения по энергетической ценности и эффективности использования различных сортов топлива введено понятие об условном топливе, которому присваивается теплота сгорания, равная  $Q_{\text{усл}} = 7000 \text{ ккал/кг у.т.} = 29308 \text{ кДж/кг у.т.}$  Примерно такую же теплоту сгорания имеет кокс. Пересчет расхода топлива –  $B$  – в условное производится по соотношению

$$B_{\text{усл}} = B \cdot \frac{Q_{\text{н}}^{\text{р}}}{Q_{\text{усл}}}, \text{ кг у.т./с.}$$

При сравнении определяют расход условного топлива на единицу произведенной продукции, – чаще всего в кг у.т. на 1 тонну продукции. Для сравнения: в прокатном производстве в нагревательных печах расход топлива составляет 50-70 кг у.т./т мет., а в термических печах 70-100 кг у.т./т мет.

### **1.7 Основные принципы теплогенерации за счет электрической энергии**

Этот раздел не преподается на лекциях. Он предлагается для самостоятельного изучения по учебному пособию:

Румянцев В.Д., Ольшанский В.М. Теплотехника: Учебное пособие / Под ред. В.И. Губинского. – Днепропетровск: Пороги, 2002. – 325 с.

В этом пособии необходимо прочитать главу 7. Теплогенерация за счет электрической энергии. При отсутствии учебного пособия в библиотеке можно воспользоваться отсканированным материалом из этого пособия, приведенным ниже.

## 7. ТЕПЛОГЕНЕРАЦИЯ ЗА СЧЁТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

### 7.1. Общие сведения

Современная техника характеризуется расширяющимся промышленным применением устройств, в которых электрическая энергия превращается в теплоту. Область науки и техники, рассматривающая способы преобразования электрической энергии в теплоту, называется **электротермией**, а соответствующее оборудование - **электротермическим оборудованием** - ЭТО.

Электрические печи применяются в тех отраслях производства и технологических процессах, основой которых является нагрев материалов или изделий при помощи электрической энергии.

Применение электрических печей вызывается следующими существующими преимуществами их по сравнению с топливными печами:

1. Возможность концентрации большого количества энергии в малых объёмах и получение благодаря этому высоких температур, недостижимых при других способах теплогенерации, больших скоростей нагрева, характерных для современных металлургических печей;
2. Возможность осуществлять высокую равномерность нагрева изделий путём соответствующего размещения источников энергии в рабочем пространстве печи;
3. Легкость регулирования подводимой тепловой мощности, а следовательно, и температуры; легкость автоматизации регулирования теплового и температурного режимов печи;
4. Совмещать нагрев с электрохимическим и электрофизическим действиями электрической энергии, например, при электродинамическом воздействии на жидкий металл в электроплавильных печах;
5. Возможность работы без атмосферы воздуха, что позволяет использовать давление в рабочем пространстве вакуумных или компрессионных электрических печей как фактор регулирования технологического процесса;
6. Транспортибельность и простота подачи электрической энергии (по линиям электропередачи).

**Недостатками** электронагрева являются:

- более высокая стоимость эксплуатации электрических печей по сравнению с топливными печами, т.е. стоимость 1 Дж электроэнергии, подведенной к печи, в настоящее время существенно выше стоимости 1 Дж энергии, полученной при сжигании топлива непосредственно в рабочем пространстве печи;

- **большая стоимость оборудования** электрических печей, а следовательно, большие капитальные затраты;

- **меньшие надёжность, долговечность и ремонтопригодность** электрических печей;

- **связь работы электрической печи с работой энергосистемы.**

**В чёрной металлургии** электрические печи применяют для выплавки ходовых сталей и переплава слитков специальных высококачественных сталей и сплавов (так называемая «электросталь»), выплавки стали для фасонного литья, производства ферросплавов, нагрева под обработку металла давлением (прокатка, ковка, штамповка) и термохимической обработки.

Широко известны примеры использования **электротермических установок (ЭТУ)** и в цветной металлургии, применение их для термической обработки, сварки, пайки, резки металлов, для получения особо чистых полупроводников и выщелачивания кристаллов, для сушки и клееки пластмасс и дерева, для стерилизации и приготовления пищевых продуктов.

**Во всех случаях применения** нагрева вопрос о выборе одного из главных источников - топлива или электроэнергии - может быть решён только на основе **технико-экономического расчёта.**

Следует учесть, что **электрический источник энергии** открывает широкие возможности для повышения качества продукции и этим раскрывается его большая перспективность.

В основе практических способов получения тепла за счёт электроэнергии лежат **два основных принципа**, которые используют в различных конструкциях, применяемых для промышленного электронагрева:

1. Генерация тепла в рабочем теле при приложении к нему разности потенциалов.
  2. Генерация тепла в рабочем теле, находящемся в переменном электромагнитном поле.
- В общем случае рабочее тело может быть твёрдым, жидким или газообразным (в некоторых случаях - даже под большим разрежением).

**Первый принцип** лежит в основе работы печей сопротивления, ванн печей, дуговых печей и дуговых плазмотронов, электронно-лучевых печей.

**Второй** - в основе работы нагревательных и плавильных индукционных печей, индукционных плазмотронов, высокочастотного нагрева диэлектриков и полупроводников.

С учётом указанных принципов целесообразно выделить и последовательно рассмотреть следующие **виды теплотенерации**:

1. Теплотенерация в электрической дуге.
2. Теплотенерация при индукционном нагреве.
3. Теплотенерация при нагреве сопротивлением.
4. Теплотенерация при плазменном, электронном, диэлектрическом и других видах нагрева.

Вид процесса теплотенерации, осуществляемого в печном агрегате, в решающей степени определяет как конструкцию печи, так и характер тепло-массообменных процессов, протекающих в её рабочем пространстве.

## 7.2. Теплотенерация в электрической дуге и её использование

При приложении достаточно большой разности потенциалов к рабочему телу в виде газа появляется возможность пропускать через него значительные токи. При этом газ **ионизируется** и переходит в состояние **плазмы**, т.е. в нём появляются свободные электроны и ионы, являющиеся переносчиками зарядов.

Прохождение тока через газ получило название «**газового разряда**», разновидностью которого является **электрическая дуга**.

Итак, электрической дугой принято считать конечную устойчивую форму разряда, при котором через газ проходит достаточно большой ток. Электрическую дугу, используемую в металлургии, принято классифицировать как **самостоятельную, термическую дугу** высокого давления в парах.

«**Самостоятельная**» означает, что существование дуги не обусловлено внешними ионизаторами газа.

«**Термическая**» означает, что при разряде дуга поддерживается термической электронной эмиссией.

Дуговой разряд происходит в газовом канале, торцы которого упираются в электроды (анод и катод) и в этих местах наблюдаются яркосветящиеся пятна, называемые **анодным и катодным**. В середине канала имеется ярко све-

тящийся шпур, состоящий из ионизированного газа (так называемый «**столб дуги**»). Боковая поверхность столба дуги ограничена раскалёнными газами или парами, не принимающими участия в прохождении тока (так называемый «**ореол**»).

Газовый промежуток между электродами разделяют на три части: **собственно столб дуги и области катодного и анодного падения потенциала**.

В небольшом объёме газового канала и прилегающих областях концентрируется значительная тепловая энергия, что очень удобно для проведения процессов плавки металлов.

**Область катодного падения потенциала** имеет протяжённость порядка длины свободного пробега электронов в газе у поверхности катода. Источником электронов является разогретый катод, обеспечивающий поступление электронов в результате термоэлектронной эмиссии.

**Столб дуги** представляет собой яркосветящуюся смесь электронов, положительных ионов и нейтральных атомов и молекул, или - **плазму**. Поскольку заряды положительных ионов и электронов компенсируют друг друга, в электрическом отношении плазма столба квазинейтральна. Средняя температура дуги при атмосферном давлении колеблется в интервале **3200 ... 20000 К**.

**Область анодного падения потенциала** имеет более значительную протяжённость по сравнению с катодной областью, но падение потенциала в этой области имеет тот же порядок, что и около катода. При бомбардировке электронами анод разогревается. Поскольку анод получает тепла больше, чем когда, он испаряется особенно интенсивно и пары материала анода играют преобладающую роль в создании атмосферы газового промежутка.

**Теплообмен** электрической дуги с телами, её окружающими, осуществляется излучением, конвекцией и теплопроводностью. Доля того или иного вида теплопередачи зависит от состава газа, степени его ионизации, давления, температуры, силы тока, длины дуг.

**Печные дуги** горят в парах металлов. Такие дуги испускают линейчатое излучение на фоне сплошного спектра: газ даёт селективное излучение, атомы металлов - сплошное. В дугах, горящих в парах металлов, **распределение плотности излучения** приближается к распределению, свойственному абсолютно черному телу.

Примерно **90 %** мощности дуги выделяется в столбе, лишь **(10 ... 15) %** - в аноде и катоде.



Ток, протекающий через дуговой разряд, создаёт **электромагнитное поле**, под влиянием которого возникают **силы электродинамического воздействия**. Под действием этих сил шлак и металл отбрасываются в сторону, образуя углубление в местах соприкосновения дуги с ванной - шаровой сегмент с высотой, величина которой пропорциональна плотности тока в дуге.

Трансформация электрической энергии в тепловую происходит в разрядном промежутке между торцом электрода и поверхностью металла. Первичными носителями электрического тока в дуге служат электроны, появляющиеся в результате термозлектронной и электростатической эмиссий. При обычных условиях электростатическая эмиссия имеет второстепенное значение. Основная масса первичных электронов появляется в результате термозлектронной эмиссии. Максимальный термозлектронный ток, возможный при данной температуре катода, называется током насыщения. При этом все электроны, вылетающие за единицу времени из катода, достигают анода. Ток насыщения растёт с повышением температуры катода. Плотность тока насыщения  $i_n$  вычисляется по формуле Ричардсона-Дешменна:

$$i_n = VT^2 e^{-\frac{A}{kT}},$$

где  $V$  - постоянная;

$T$  - абсолютная температура катода;

$A$  - работа выхода электрона;

$k$  - постоянная Больцмана.

Сила тока в дугах современных электродов измеряется десятками тысяч ампер. Для переноса такого количества зарядов требуется огромное количество заряженных частиц, которое не может быть обеспечено ни термозлектронной, ни электростатической эмиссией. Основная масса заряженных частиц, обеспечивающих протекание тока в дуге, образуется в результате ионизации газовой среды. Одновременно с этим происходит процесс деионизации. Эти два процесса находятся в равновесии в установившемся состоянии работы дуги.

На рис. 7.1 приведены **различные схемы дугового нагрева**, реализуемые в промышленных условиях.

В печах **прямого дугового нагрева** (см. рис. 7.1.а) дуга горит между электродами (обычно графитизированными) и нагреваемым телом (обычно расплавленный металл).

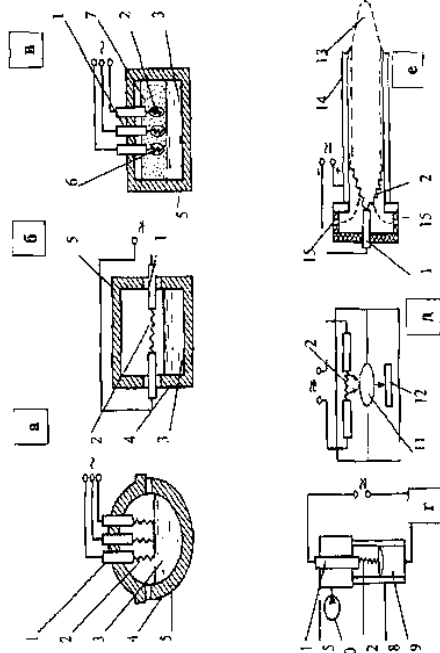


Рис. 7.1 - Схемы дугового нагрева: а - прямой нагрев;

б - косвенный нагрев; в - смешанный нагрев; г - вакуумно-дуговой нагрев; д - оптический дуговой нагрев; е - дуговой плазматрон; 1 - электрод; 2 - дуга; 3 - металл; 4 - футеровка; 5 - корпус; 6 - газовая полость; 7 - шихта; 8 - кристаллизатор; 9 - слиток; 10 - вакуумная система; 11 - оптическая система; 12 - нагреваемое тело; 13 - струя плазмы; 14 - корпус плазматрона (анод); 15 - подвод газа.

Сплошными стрелками показана теплопередача излучением, пунктиром - поток газа.

В **трёхфазных печах** питание подводится к электродам, а на расплаве образуется нулевая точка. В **однофазных печах** переменного и постоянного тока один полюс подводится к верхнему электроду, а другой - к ванне через подовый электрод. При прохождении тока по металлу в нём выделяется теплота, однако в связи с большим сечением ванны и высокой токопроводимостью металла тепловыделение мало.

При **косвенном дуговом нагреве** (см. рис. 7.1.б) дуга горит между двумя электродами и тепло передаётся нагреваемому телу преимущественно излучением.

**Смешанный нагрев** (см. рис. 7.1.в) применяют для рудовосстановительных процессов, в которых нагреваемыми телами являются шихта и расплав, имеющий высокое электрическое сопротивление. Поэтому помимо дуги значительная часть теплоты выделяется при прохождении тока через ванну (в последнем случае осуществляется, так называемый, **прямой нагрев**).

Печи смешанного нагрева часто называют по технологическому признаку **руднотермическими** или **рудновосстановительными**; изредка применяется также термин **дуговые печи сопротивления**.

При **плазменном дуговом нагреве** образующаяся между электродами дуга выделяется мощным потоком газа (например, аргона), который при этом ионизируется. В отличие от обычных печей прямого нагрева в плазменных печах вместо электродов применяются **плазмотроны**. На рис. 7.1.е показана схема струйного плазмотрона, использование которого делает нагрев косвенным, т.к. оба полюса находятся в самом плазмотроне.

Применяют также плавильные плазмотроны, в которых второй полюс вынесен в расплавленный металл.

Разновидность плазменного нагрева, называемого **электронно-плазменным**, характеризуется наличием резко неравновесной плазмы, получаемой при вакуумном сильноточном разряде с полого катода, анодом служит нагреваемое тело.

**Вакуумно-дуговой нагрев** (см. рис. 7.1.г) применяют преимущественно для переплавных процессов. Горящая при низком давлении остаточных газов дуга расплавляет металл расходуемого электрода, а жидкий металл затвердевает в кристаллизаторе, образуя слиток.

В редко применяемых **оптических печах** (см. рис. 7.1.д) дуга горит между электродами, а выделяемое тепло передается нагреваемому телу через оптическую систему. Технологическая камера, в которой помещено нагреваемое тело (чаще всего ванна с жидким металлом), отделена от дуговой камеры, в которой горит дуга, что обеспечивает чистоту технологической среды.

### 7.3. Теплогенерация при индукционном нагреве и его использование

При **индукционном нагреве** энергия выделяется в самом нагреваемом теле при помещении его в **быстропеременное электромагнитное поле**. Если нагреваемое тело является проводником, то в нём магнитная составляющая поля наводит вихревые токи, которые и нагревают его.

Если пропустить переменный ток через соленоид (индуктор), то в нём соответственно возникает переменное электромагнитное поле. При помещении в соленоид проволоки тела в последнем происходит **основная часть магнит-**

**ного потока** соленоида. Другая часть пройдёт между телом и индуктором - это **поток рассеяния**.

Основная часть потока, проходящая через тело, вызывает нагревающие его **вихревые токи**, сдвинутые по фазе, относительно тока в индукторе на **180** градусов.

Таким образом, при индукционном нагреве осуществляется многократное преобразование энергии: сначала электрическая энергия преобразуется в энергию электромагнитного поля, затем эта последняя вновь трансформируется внутри нагреваемого тела в электрическую энергию вихревых токов, преобразуемую далее в теплоту.

Индукционный нагрев сопровождается ярко выраженным **явлением поверхностного эффекта**, вызванного тем, что **напряжённость** магнитного поля в нагреваемом теле имеет максимальную величину  $H_0$  на его поверхности, но по мере проникновения поля вглубь тела она постепенно затухает. Характер затухания - **экспоненциальный**. **Степень затухания** определяется **удельным электрическим сопротивлением** материала тела  $\rho$  и **относительной магнитной проницаемостью**  $\mu$ , а также **частотой тока**  $f$ .

Это затухание можно охарактеризовать, так называемой, **«глубиной проникновения  $\Delta$ »**. Одновременно с уменьшением напряжённости поля падает и плотность вихревых токов, а также и выделяемое ими тепло.

Под **глубиной проникновения** понимается толщина слоя изделия (от наружного края его), в котором **напряжённость** магнитного поля **снижается до 0,368** (т.е. до  $1/e$ , где  $e$  - основание натурального логарифма) своего максимального значения  $H_0$ . В этом слое  $\Delta$  выделяется **0,86** от всей поглощаемой мощности.

Глубину проникновения можно рассчитать по формуле:

$$\Delta = 5030 \sqrt{\rho / \mu f}, \text{ см.}$$

Здесь  $\rho$  подставляется в **Ом  $\times$  см**. Так как  $\rho$  и  $\mu$  зависят от температуры, то и величина  $\Delta$  изменяется в процессе нагрева.

**Мощность**, выделяемая на единице поверхности нагрева:

$$P_{\text{поверх}} \approx 2 \times 10^{-4} (I_1 W_1)^2 \sqrt{\rho \mu f}, \text{ Вт / см}^2,$$

где  $I_1$  — ток в индукторе, а  $W_1$  — количество витков индуктора на  $l$  см его длины.

Изменяя частоту, можно изменить  $\Delta$  и, следовательно, получать сквозной (глубинный) или поверхностный нагрев (см. рис. 7.2).

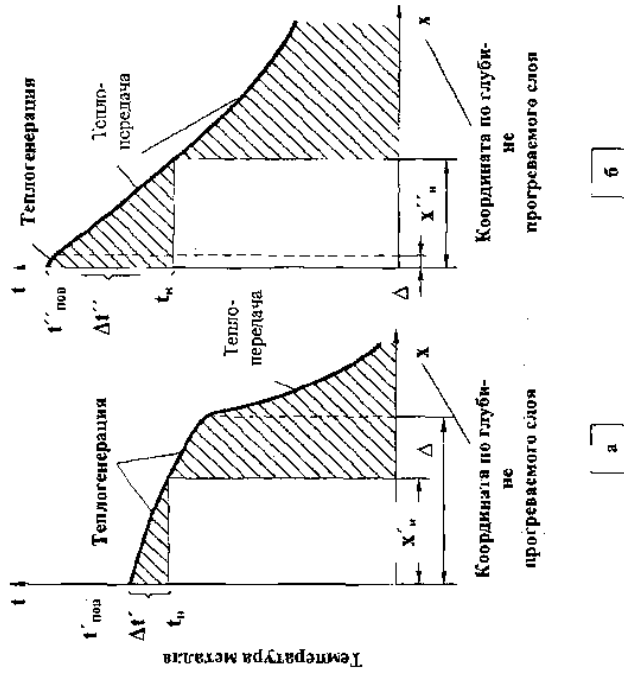


Рис. 7.2 - Режимы индукционного нагрева:  
а - глубинный; б - поверхностный

На токе промышленной частоты осуществляется глубинный нагрев, на повышенных и высоких частотах - поверхностный нагрев.

При глубинном нагреве (см. рис. 7.2,а) теплогенерация, происходящая в основном на протяжении  $x'_n < \Delta$  обеспечивает интенсивный прямой нагрев металла на заданной глубине  $x'_n < \Delta$  при некотором небольшом перегреве поверхности  $\Delta t' = t'_{пов} - t_n$ , где  $t_n$  - заданная температура нагрева металла на нижнем пределе допуска.

Глубинные слои металла при  $x_n > \Delta$  прогреваются за счёт теплопроводности, т.е. в результате косвенного нагрева, характеризуемого ниспадающей частью кривой  $t = f(x)$ .

При поверхностном нагреве (см. рис. 7.2,б) протяжённость зоны теплогенерации  $\Delta$  существенно уменьшается и прогрев металла на глубину  $x'_n > \Delta$  до заданной температуры  $t_n$  обеспечиваются за счёт теплопроводности. Для этого необходимо иметь более высокую температуру поверхности  $t'_{пов} > t'_{пов}$ , более значительный перегрев  $\Delta t'$  и большее время нагрева.

На рис. 7.3 приведены различные схемы индукционного нагрева, реализуемые в промышленных условиях.

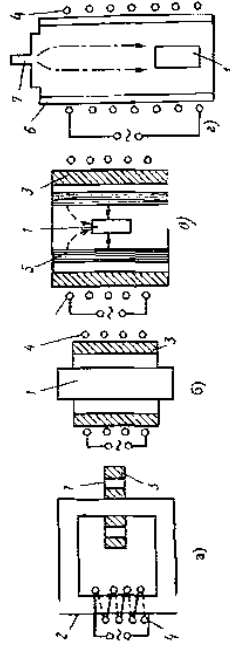


Рис. 7.3 - Схемы индукционного нагрева: а - с магнитопроводом; б - без магнитопровода; в - косвенный нагрев с промежуточным нагревателем; г - индукционно-плазменный; д - нагреваемое тело; е - магнитный сердечник; ж - футеровка; з - нагреватель; и - кварцевая труба; л - подвод газа. Род теплопередачи: сплошные стрелки - излучением, пунктирные - конвекцией. Штрихпунктирными стрелками обозначен поток ионизированного газа

При нагреве с магнитопроводом (см. рис. 7.3,а) нагреваемое тело охватывает замкнутую магнитную систему, образуя по существу вторичную обмотку трансформатора, первичная обмотка которого включена в электрическую цепь. Этой схеме свойственно наименьшее рассеяние энергии.

При нагреве без магнитопровода (см. рис. 7.3,б) электропроводное нагреваемое тело помещают в электромагнитное поле катушки (индуктора), включённой в электрическую цепь. При этом рассеяние энергии становится более высоким, чем по схеме рис. 7.3,а.

Значительно реже применяется косвенный индукционный нагрев (см. рис. 7.3,в), при котором в индуктор помещают промежуточный нагреватель из

проводникового материала (муфель). Внутри муфеля помещают нагреваемое тело.

**Индукционно-плазменный нагрев** (см. рис. 7.3,з) происходит при образовании плазмы, представляющей собой ионизированный газ, нагретый до высокой температуры в переменном электромагнитном поле.

#### 7.4. Теплогенерация при нагреве сопротивлением и его использование

Этот принцип теплогенерации подразумевает наличие в рабочем теле (им может быть само нагреваемое тело или специальный электронагреватель) свободных зарядов (ионов и электронов), обеспечивающих электропроводность рабочего тела. Наложение электрического поля вызывает направленный движение свободных зарядов (возникает электрический ток).

**Метод нагрева сопротивлением основан на законе Джоуля-Ленца**, по которому при протекании тока в проводнике выделяется тепло, пропорциональное его электрическому сопротивлению, квадрату тока и времени прохождения.

Для получения тепла в твердом проводнике может быть использован как постоянный, так и переменный электрический ток.

**Применение постоянного тока ограничено** и экономически не всегда выгодно из-за дефицита источников (генераторов) большой силы тока и низкого напряжения, которые необходимы для теплогенерации в твердом проводнике, обладающем высокой электропроводностью.

**Шире используется переменный ток**, так как его способность к трансформации позволяет получать требуемые напряжения. **Полное сопротивление проводника переменному току Z** определяется как:

$$\text{Здесь: } Z = \sqrt{X^2 + R^2}, \text{ Ом.}$$

**X - индуктивное сопротивление** проводника, обусловленное влиянием поверхностного эффекта и учитывающее действие электродвижущей силы самоиндукции при протекании переменного тока, создаваемой переменным магнитным потоком;

**R - активное сопротивление** проводника, равное омическому сопротивлению (сопротивление протекания постоянного тока), с поправкой на учёт поверхностного эффекта.

При нагреве проводника переменным током вследствие наличия индуктивного сопротивления ток и напряжение не совпадают по фазе, и **мощность, выделяемая в проводнике, равна:**

$$P = UI \cos \varphi.$$

Здесь **коэффициент мощности:**

$$\cos \varphi = R / (\sqrt{X^2 + R^2}).$$

Рассматриваемый принцип теплогенерации находит широкое применение в **печах сопротивления**, основные схемы которых, реализуемые в промышленных условиях, приведены на рис. 7.4.

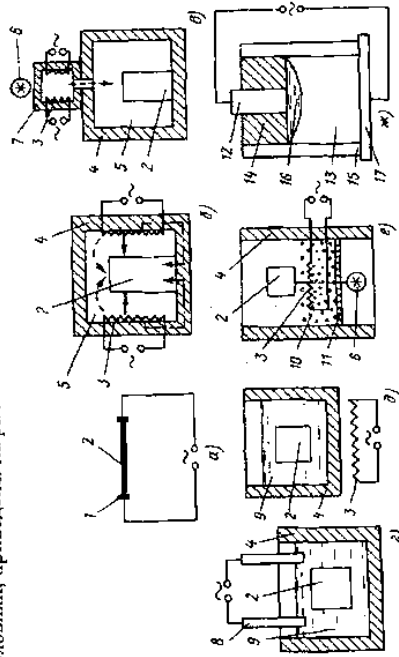


Рис. 7.4 - Схемы нагрева сопротивлением: а - прямой нагрев; б - косвенный нагрев; в - нагрев конвекцией с калорифором; г - электродный нагрев в жидкой среде; д - нагрев в неэлектропроводящем слое; е - нагрев в псевдоожищаемом слое; ж - электрошлаковый нагрев; з - контактная система; 1 - контактная система; 2 - нагреваемое тело; 3 - нагреватель; 4 - футеровка; 5 - рабочее пространство; 6 - вентилятор; 7 - калорифер; 8 - электрод; 9 - жидкая среда; 10 - мелкие частицы; 11 - решётка; 12 - расходуемый электрод; 13 - спигот; 14 - шлаковая ванна; 15 - водоохлаждаемый кристаллизатор; 16 - жидкая металлическая ванна; 17 - поддон.

Род теплопередачи: сплошные стрелки - излучением, пунктирные - конвекцией; штрихпунктирные - теплопроводностью.

В **установках прямого нагрева** (см. рис. 7.3,а) в качестве рабочего тела используется нагреваемое изделие. При расчёте электротехнических параметров таких установок необходимо учитывать изменение в процессе нагрева электротехнических и теплофизических характеристик материала изделия.

Часто **ток пропускают по специальному нагревателю**, и выделяемое в нём тепло передаётся к нагреваемому телу за счёт внешнего теплообмена. Такой нагрев называют **косвенным** (см. рис. 7.4,б).

При косвенном нагреве различают три способа теплопередачи: излучением, конвекцией и теплопроводностью.

В большинстве случаев тепло распространяется с участием двух или трёх видов теплопередачи. Однако практически из них преобладает один, и он используется как классификационный признак.

При **высоких температурах** определяющее значение имеет нагрев излучением, при **низких - конвекция**. При сильном разряджении (вакууме) конвекция практически отсутствует.

В нагреве излучением выделяют **инфракрасный нагрев**, основанный на подборе спектрального состава излучения с учётом свойств материалов избирательно поглощать или пропускать его.

**Конвективный нагрев и нагрев излучением** в газовой среде и вакууме происходит по схеме рис. 7.4,б.

Установки для **конвективного нагрева** часто выполняют с вынесенным калорифером (см. рис. 7.4,в). В этом случае нагреватели помещают в отдельной камере; выделяемое ими тепло переносится к нагреваемым телам потоком газа, создаваемым вентилятором.

При **нагреве в жидких средах** применяют два основных варианта: **электродный** (см. рис. 7.4,г); при котором нагревателем является сама жидкая среда, передающая тепло нагреваемому телу (ток подводится к ней электродами), и **косвенным обогревом** среды, при котором тепло выделяется в нагревателе, помещённых в неё (см. рис. 7.4,д) или внутри ванны, а жидкая среда используется только для теплообмена. По этим же схемам (см. рис. 7.4,г и д) выполняются печи и устройства для нагрева или расплавления вещества, образующего саму ванну.

**Нагрев в псевдоожищем слое** (см. рис. 7.4,е) характеризуется тем, что перенос тепла от нагревателя к нагреваемому телу осуществляется мелкими

твёрдыми частицами, непрерывно приводящимися в движение газовым потоком, создаваемым вентилятором.

При **электрошлаковом нагреве** (см. рис. 7.4,ж) тепло выделяется в шлаковой ванне при прохождении через неё тока, подвального электродами, которое расходуется в основном на нагрев и расплавление самих электродов. Этот метод нагрева используется для специфических переплавных процессов, при которых под шлаком образуется ванна жидкого металла, постепенно затвердевающего в охлаждаемом кристаллизаторе.

## Литература к главе 7

1. **Металлургическая теплотехника. В 2-х томах. Т. 1. Теоретические основы: Учеб. для вузов / Кривандин В.А., Арутюнов В.А., Мastroиков Б.С. и др. - М.: Металлургия, 1986. - 424 с.; Т. 2. Конструкция и работа печей: Учеб. для вузов / Кривандин В.А., Неведомская И.Н., Кобахидзе В.В. и др. - М.: Металлургия, 1986. - 592 с.**
2. **Электротермическое оборудование: Справочник / Под общ. ред. А.П. Альфауэна. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Энергия, 1980. - 418 с., ил.**
3. **Егоров А.В. Расчёт мощности и параметров электродпечей чёрной металлургии: Учеб. пособие для вузов. - М.: Металлургия, 1990. - 280 с.**

## Лекция 2

План лекции:

**Розрахунки спалювання палива.**

Перерахунки складу палива. Розрахунки теплотворної здатності палива. Кількість кисню та повітря на спалювання палива. Коефіцієнт витрати та надлишку повітря

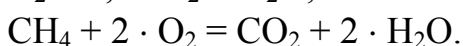
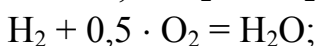
### 1.8 Расчеты горения топлива

Целью расчета горения является определение:

- расхода окислителя на единицу топлива ( $\text{м}^3$  или кг);
- выхода продуктов сгорания на единицу топлива;
- состава продуктов сгорания, %;
- максимально возможной температуры дыма,  $^{\circ}\text{C}$ .

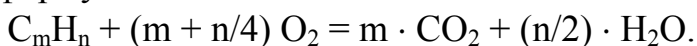
Покажем выполнение расчета на примере газообразного топлива.

Все расчеты выполняются на основе химических реакций окисления топлива. Основные химические реакции для важнейших горючих компонентов имеют вид:



Из реакций видно, что при сжигании  $1 \text{ м}^3$  CO требуется  $0,5 \text{ м}^3$   $\text{O}_2$  и образуется  $1 \text{ м}^3$   $\text{CO}_2$ , при сжигании  $1 \text{ м}^3$   $\text{H}_2$  требуется  $0,5 \text{ м}^3$   $\text{O}_2$  и образуется  $1 \text{ м}^3$   $\text{H}_2\text{O}$ , при сжигании  $1 \text{ м}^3$   $\text{CH}_4$  требуется  $2 \text{ м}^3$   $\text{O}_2$  и образуется  $1 \text{ м}^3$   $\text{CO}_2$  и  $2 \text{ м}^3$   $\text{H}_2\text{O}$ .

В газообразном топливе наряду с  $\text{CH}_4$  содержится  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$  и т.д. Реакцию горения тяжелых углеводородов  $\text{C}_m\text{H}_n$  можно выразить одной химической формулой



Формула справедлива и для метана.

#### 1.8.1 Пересчеты состава топлива

В качестве исходных данных при расчете горения газообразного топлива обычно задан сухой состав топлива в объемных процентах и влажность топлива –  $f$ , выраженная в кг водяных паров на  $1 \text{ м}^3$  сухого топлива. При пересчете сухого состава ( $\text{CO}^c$ ,  $\text{H}_2^c$ ,  $\text{CH}_4^c$  и т.д.) на влажный состав ( $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$  и т.д.) используются простые соотношения

$$\text{CO} = \text{CO}^c \cdot \rho_{\text{H}_2\text{O}} / (f + \rho_{\text{H}_2\text{O}});$$

$$\text{H}_2 = \text{H}_2^c \cdot \rho_{\text{H}_2\text{O}} / (f + \rho_{\text{H}_2\text{O}});$$

$$\text{CH}_4 = \text{CH}_4^c \cdot \rho_{\text{H}_2\text{O}} / (f + \rho_{\text{H}_2\text{O}})$$

и т.д. для остальных компонентов,

где  $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 18/22,4 = 0,8036 \text{ кг/м}^3$  – плотность водяных паров.

Обычно влажность топлива выражается в  $\text{г/м}^3$  и с учетом известной плотности водяных паров пересчет состава сухого топлива на влажное производят по формуле

$$\text{CO} = \text{CO}^c \cdot k;$$

$$\text{H}_2 = \text{H}_2^c \cdot k;$$

$$\text{CH}_4 = \text{CH}_4^c \cdot k$$

и т.д. для остальных компонентов,

где  $k = 1 / (1 + f / 803,6)$  – коэффициент пересчета на влажный газ;  $f$ , г/м<sup>3</sup>.

Процентное содержание влаги во влажном топливе определяется по соотношению

$$\text{H}_2\text{O} = 100 \cdot f / (f + \rho_{\text{H}_2\text{O}}), \%$$

или по логичному соотношению

$$\text{H}_2\text{O} = 100 - (\text{CO} + \text{H}_2 + \text{CH}_4 + \dots), \%$$

Аналогично описанной процедуре для топлива можно пересчитать состав сухого воздуха (21% O<sub>2</sub> и 79 % N<sub>2</sub>) на влажный воздух, если известна влажность воздуха –  $f_{\text{возд}}$ . Данный пересчет предлагается выполнить студентам самостоятельно, приняв, например,  $f_{\text{возд}} = 10$  г/м<sup>3</sup>.

### 1.8.2 Расчеты теплотворной способности топлива

Низшая объемная теплота сгорания газообразного топлива рассчитывается исходя из вещественного состава влажного топлива по формуле

$$Q_{\text{H}} = 0,01 \cdot (Q_{\text{CH}_4} \cdot \text{CH}_4 + Q_{\text{C}_2\text{H}_6} \cdot \text{C}_2\text{H}_6 + \dots + Q_{\text{H}_2\text{S}} \cdot \text{H}_2\text{S}), \text{МДж/м}^3,$$

где  $Q_{\text{CH}_4}$ ,  $Q_{\text{C}_2\text{H}_6}$ , ...,  $Q_{\text{H}_2\text{S}}$  – теплота сгорания метана, этана и т.д., МДж/м<sup>3</sup>; CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, ..., H<sub>2</sub>S – объемные доли горючего газа, %.

У твердого и жидкого топлив соотношение для вычисления  $Q_{\text{H}}$  подобрано экспериментально и выражается через элементарный состав влажных топлив

$$Q_{\text{H}} = 0,339 \cdot C^{\text{P}} + 1,03 \cdot \text{H}^{\text{P}} - 0,109 \cdot (\text{O}^{\text{P}} - S_{\text{ор+к}}^{\text{P}}) - 0,0251 \cdot W^{\text{P}}, \text{МДж/кг},$$

где  $C^{\text{P}}$ ,  $\text{H}^{\text{P}}$ ,  $\text{O}^{\text{P}}$ ,  $S_{\text{ор+к}}^{\text{P}}$  – массовые доли углерода, водорода и т.д., %;  $W^{\text{P}}$  – массовая доля влаги в топливе, %.

Эта формула называется формулой Менделеева.

Теплота сгорания топлива колеблется в широких пределах:

а) твердое топливо: от 18 (дрова) до 35 (антрацит), МДж/кг;

б) жидкое топливо: от 29 (смола) до 46 (нефть), МДж/кг;

в) газообразное топливо: от 4 (доменный газ) до 60 (попутный газ нефтяных месторождений), МДж/м<sup>3</sup>.

### 1.8.3 Расход воздуха на горение

Для горения топлива необходим кислород, обычно поступающий из воздуха. В технических расчетах горения принимают следующий расчетный состав сухого атмосферного воздуха: 21 % O<sub>2</sub><sup>B</sup> и 79 % N<sub>2</sub><sup>B</sup>. Надо отметить, что расчетная плотность сухого воздуха при этом составляет 1,288 кг/м<sup>3</sup>, тогда как реальная плотность сухого атмосферного воздуха равна 1,293 кг/м<sup>3</sup>. Реальный (влажный) воздух содержит водяные пары. Влажность воздуха обычно составляет  $f_{\text{возд}} = 10\text{-}20$  г H<sub>2</sub>O / м<sup>3</sup> сухого воздуха, что соответствует содержанию примерно 1-2 % водяных паров во влажном воздухе.

Теоретический расход кислорода определяется по формуле

$$L_{O_2}^T = 0,5 \cdot V_{CO} + 0,5 \cdot V_{H_2} + 2 \cdot V_{CH_4} + \sum \left[ \left( m + \frac{n}{4} \right) \cdot V_{C_m H_n} \right] - V_{O_2},$$

где  $L_{O_2}^T$  измеряется в  $m^3 O_2$  на  $1 m^3$  газа;  $V_{CO}$ ,  $V_{H_2}$ ,  $V_{CH_4}$ ,  $V_{C_m H_n}$ ,  $V_{O_2}$  – объемы  $CO$ ,  $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_m H_n$ ,  $O_2$  в  $1 m^3$  влажного газа [ $m^3/m^3$ ].

Поскольку  $V_{CO} = CO/100$ ,  $V_{H_2} = H_2/100$ ,  $V_{CH_4} = CH_4/100$ ,  $V_{C_m H_n} = C_m H_n/100$ ,  $V_{O_2} = O_2/100$ , формулу для расхода кислорода обычно записывают в виде:

$$L_{O_2}^T = \left\{ 0,5 \cdot CO + 0,5 \cdot H_2 + 2 \cdot CH_4 + \sum \left[ \left( m + \frac{n}{4} \right) \cdot C_m H_n \right] - O_2 \right\} \cdot 0,01.$$

Теоретический расход воздуха  $L_B^T$  определится из пропорции:

в  $1 m^3$  воздуха содержится  $K_{O_2} = O_2^B/100 m^3$  кислорода;

в  $L_B^T m^3$  воздуха содержится  $L_{O_2}^T m^3$  кислорода.

Следовательно

$$L_B^T = L_{O_2}^T / K_{O_2} [m^3 \text{ воздуха}/m^3 \text{ газа}],$$

где  $K_{O_2}$  – объемная доля кислорода в воздухе.

Чтобы топливо наверняка сгорело в печи действительный расход воздуха  $L_B^D$  должен превышать теоретический  $L_B^T$ . Отношение действительного расхода воздуха к теоретическому называется коэффициентом расхода воздуха –  $n$ :

$$n = L_B^D / L_B^T.$$

Для хорошо работающих горелок, сжигающих топливо  $n = 1,05-1,1$ .

Если действительный расход воздуха меньше теоретического, т.е.  $n < 1$ , то имеет место неполное сжигание топлива, называемое химическим недожогом.

Примерные значения теоретического расхода воздуха:

природный газ  $L_B^T = 9-9,5 m^3 \text{ воздуха}/m^3 \text{ газа};$

коксовый газ  $L_B^T = 4-4,5 m^3 \text{ воздуха}/m^3 \text{ газа};$

доменный газ  $L_B^T = 0,8-1 m^3 \text{ воздуха}/m^3 \text{ газа}.$



## Лекция 3

План лекции:

### Розрахунки спалювання палива.

Розрахунки складу димових газів. Калориметрична, теоретична та дійсна температури горіння. Розрахунки температур горіння графічним, інтерполяційним та методом ітерацій.

### 1.8.4 Расчеты состава дымовых газов

При полном сгорании топлива с теоретическим расходом воздуха ( $n = 1$ ) продукты сгорания будут состоять из  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{SO}_2$ . При полном сгорании топлива с действительным расходом воздуха ( $n > 1$ ) добавляется кислород  $\text{O}_2$ , вносимый избыточным воздухом. При неполном сжигании топлива ( $n < 1$ ), в продуктах сгорания присутствуют  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$ .

Используя химические реакции горения для полного сжигания топлива в среде сухого воздуха, формула для выхода продуктов сгорания имеет вид:

$$V_{\text{CO}_2}^{\text{д}} = [\text{CO} + \text{CO}_2 + \text{CH}_4 + \sum (m \cdot C_m \text{H}_n)] \cdot 0,01 \text{ м}^3 \text{ CO}_2/\text{м}^3 \text{ газа.}$$

$$V_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{д}} = [\text{H}_2 + 2\text{CH}_4 + \sum (n/2 \cdot C_m \text{H}_n) + \text{H}_2\text{O}] \cdot 0,01 \text{ м}^3 \text{ H}_2\text{O}/\text{м}^3 \text{ газа.}$$

$$V_{\text{SO}_2}^{\text{д}} = \text{H}_2\text{S} \cdot 0,01 \text{ м}^3 \text{ SO}_2/\text{м}^3 \text{ газа.}$$

$$V_{\text{N}_2}^{\text{д}} = \text{N}_2 \cdot 0,01 + (1 - K_{\text{O}_2}) \cdot L_{\text{в}}^{\text{д}} \text{ м}^3 \text{ N}_2/\text{м}^3 \text{ газа.}$$

$$V_{\text{O}_2}^{\text{д}} = K_{\text{O}_2} \cdot (L_{\text{в}}^{\text{д}} - L_{\text{в}}^{\text{т}}) = K_{\text{O}_2} \cdot (n - 1) \cdot L_{\text{в}}^{\text{т}} \text{ м}^3 \text{ O}_2/\text{м}^3 \text{ газа.}$$

Общий объем продуктов горения (дыма) равен:

$$V_{\text{д}} = V_{\text{CO}_2}^{\text{д}} + V_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{д}} + V_{\text{SO}_2}^{\text{д}} + V_{\text{N}_2}^{\text{д}} + V_{\text{O}_2}^{\text{д}} \text{ м}^3 \text{ дыма}/\text{м}^3 \text{ газа.}$$

Состав продуктов полного сгорания топлива:

$$\text{CO}_2^{\text{д}} = (V_{\text{CO}_2}^{\text{д}} / V_{\text{д}}) \cdot 100, [\%];$$

$$\text{H}_2\text{O}^{\text{д}} = (V_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{д}} / V_{\text{д}}) \cdot 100, [\%];$$

$$\text{SO}_2^{\text{д}} = (V_{\text{SO}_2}^{\text{д}} / V_{\text{д}}) \cdot 100, [\%];$$

$$\text{N}_2^{\text{д}} = (V_{\text{N}_2}^{\text{д}} / V_{\text{д}}) \cdot 100, [\%];$$

$$\text{O}_2^{\text{д}} = (V_{\text{O}_2}^{\text{д}} / V_{\text{д}}) \cdot 100, [\%].$$

### 1.9 Температуры горения топлива

Теплота, выделившаяся в процессе горения расходуется на повышение температуры продуктов горения, но процесс горения всегда сопровождается теплоотдачей излучением и конвекцией от зоны горения на окружающие поверхности. Эта теплоотдача снижает температуру дыма. Если чисто теоретически представить себе, что теплоотдача отсутствует, и вся теплота идет на повышение температуры дыма, то температура дыма приобретает свое наибольшее значение и называется калориметрической –  $t_{\text{кал}}$ . Калориметрическая температура определяется из теплового баланса для сжигания  $1 \text{ м}^3$  топлива.

$$V \cdot Q_{\text{н}}^{\text{р}} + V \cdot L_{\text{в}}^{\text{д}} \cdot i_{\text{ф.в.}} + V \cdot i_{\text{ф.т.}} = V \cdot V_{\text{д}} \cdot i_{\text{ф.дым}} - V \cdot q_{\text{хн}},$$

где  $Q_H^p$  – низшая теплота сгорания топлива, Дж/м<sup>3</sup>;  $i_{ф.в.}$ ,  $i_{ф.т.}$ ,  $i_{ф.дым}$  – удельная энтальпия воздуха, топлива и дыма, Дж/м<sup>3</sup>;  $q_{хн}$  – теплота химического недожога при неполном сжигании топлива (при полном сжигании топлива  $q_{хн} = 0$ ), Дж/м<sup>3</sup>.

Поскольку энтальпия  $i = c \cdot t$ , где  $c$  – удельная теплоемкость в интервале температур от 0 до  $t$ , то уравнение теплового баланса можно переписать в следующем виде:

$$Q_H^p + L_B^d \cdot c_B \cdot t_B + c_T \cdot t_T = V_d \cdot c_{дым} \cdot t_{дым} - q_{хн} \cdot V_d$$

При отсутствии тепловых потерь в окружающую среду  $t_{дым} = t_{кал}$  и  $c_{дым} = c_{кал}$ . Отсюда получим выражение для  $t_{кал}$

$$t_{кал} = \frac{Q_H^p + L_B^d \cdot c_B \cdot t_B + c_T \cdot t_T - q_{хн} \cdot V_d}{V_d \cdot c_{кал}}$$

Сложность расчета  $t_{кал}$  связана с зависимостью  $c_{кал}$  от  $t_{кал}$ . Поэтому для определения  $t_{кал}$  может быть использован, например, графический метод. В этом случае строится графическая зависимость  $i_{кал} = c_{кал} \cdot t_{кал}$  от  $t_{кал}$ , помогающая найти  $t_{кал}$  по рассчитанному значению энтальпии

$$i_{кал} = \frac{Q_H^p + L_B^d \cdot c_B \cdot t_B + c_T \cdot t_T - q_{хн} \cdot V_d}{V_d}$$

В условиях применения вычислительной техники удобнее использовать один из стандартных математических методов, например, интерполяционный метод или метод последовательных приближений (метод простой итерации). Например, согласно методу последовательных приближений задаются произвольным значением калориметрической температуры (например, 2000°C), по ней из справочника находят теплоемкость. Подставляя теплоемкость в формулу для расчета  $t_{кал}$  находят уточненное значение калориметрической температуры. По ней находят новое значение теплоемкости и снова по формуле уточняется  $t_{кал}$ . И так до тех пор, пока предыдущее и последующее значение температуры  $t_{кал}$  будут отличаться не более чем на малую наперед заданную величину (например, на 1 °C).

Для оценки природных качеств топлива используется понятие нормальной калориметрической температуры, которая в литературе часто называется стандартной калориметрической температурой или жаропроизводительностью:

$$t_{кал}^{ст} = \frac{Q_H^p}{V_d^T \cdot c_{кал}^{ст}}$$

где  $V_d^T$  – выход дыма при сжигании топлива с теоретическим расходом воздуха ( $n = 1$ );  $c_{кал}^{ст}$  – удельная теплоемкость дыма в интервале от 0°C до  $t_{кал}^{ст}$ .

Стандартная калориметрическая температура имеет место при стехиометрическом сжигании топлива ( $n = 1$ ) при условии, что топливо и воздух перед сжиганием находятся при температуре 0°C, а диссоциация продуктов

горения отсутствует. Ориентировочно для природного газа, коксового газа и мазута  $t_{\text{кал}}^{\text{ст}} = 2000-2100^{\circ}\text{C}$ , а для доменного газа  $1350-1450^{\circ}\text{C}$ .

Калориметрическая температура рассчитывается исходя из того, что реакции горения топлива проходят необратимо. Однако в реальности при температуре продуктов горения более  $1800^{\circ}\text{C}$  начинаются реакции диссоциации, т.е. разложения  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  на составляющие:  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$  с поглощением так называемой теплоты диссоциации –  $q_{\text{дис}}$  [ $\text{Дж}/\text{м}^3$ ]. Таким образом, при высоких температурах не вся химическая энергия топлива идет на повышение температуры продуктов горения. Температура продуктов горения, рассчитанная с учетом теплоты диссоциации диоксида углерода и водяного пара, называется теоретической. Она рассчитывается по той же формуле, что и калориметрическая температура, но с поправкой на  $q_{\text{дис}}$

$$t_{\text{теор}} = \frac{Q_{\text{H}}^{\text{p}} + L_{\text{B}}^{\text{д}} \cdot c_{\text{B}} \cdot t_{\text{B}} + c_{\text{T}} \cdot t_{\text{T}} - q_{\text{хн}} - q_{\text{дис}}}{V_{\text{д}} \cdot c_{\text{кал}}}$$

Действительная температура дыма ниже калориметрической температуры за счет теплоотдачи к окружающим телам. Ее можно оценить через так называемый пирометрический коэффициент  $\eta_{\text{пир}}$ , связывающий действительную и калориметрическую температуры

$$t_{\text{д}} = \eta_{\text{пир}} \cdot t_{\text{кал}}$$

где  $\eta_{\text{пир}} \approx 0,65-0,75$ .

Величина  $\eta_{\text{пир}}$  зависит от конструкции камеры горения, типа топливосжигающих устройств и расхода топлива и определяется тепловым балансом камеры горения.

## Лекция 4

План лекции:

**Теплотехнічна оцінка палива. Основи теорії горіння.**

Види недопалу. Борьба з недопалом. Коефіцієнт використання теплоти палива. Аеродинамічна характеристика палива. Запалення палива. Температура запалення. Пороги запалення. Розповсюдження полум'я в газоповітряних сумішах.

### 1.10 Види недожога. Борьба с недожогом

На практике возможны случаи когда топливо сгорает в печи не полностью, и получается недожог топлива. Это приводит к перерасходу топлива. Различают химический, физический, механический недожог и недожог вследствие диссоциации продуктов сгорания.

Химический недожог возникает вследствие недостатка окислителя (воздуха), т.е. при коэффициенте расхода воздуха  $n < 1$  или когда толщина слоя кускового топлива на колосниковой решетке камеры горения слишком большая. Величина химического недожога может быть определена по формуле

$$Q_{\text{хн}} = 0,01 \cdot (Q_{\text{CO}} \cdot \text{CO} + Q_{\text{H}_2} \cdot \text{H}_2 + Q_{\text{CH}_4} \cdot \text{CH}_4) \cdot V_{\text{д}}, \text{ Дж/м}^3 \text{ топл.},$$

где  $Q_{\text{CO}}, Q_{\text{H}_2}, Q_{\text{CH}_4}$  – теплота сгорания CO, H<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, Дж/м<sup>3</sup>.

Химический недожог получается вследствие неправильного выставления соотношения расходов топлива и воздуха. Такую ошибку легко исправить путем увеличения расхода воздуха.

Физический недожог наблюдается в печи вследствие плохого перемешивания топлива с воздухом. Как правило, длина факела при этом превышает длину рабочего пространства печи. Физический недожог может быть устранен путем совершенствования конструкции горелки, которая должна обеспечивать полное перемешивание топлива с воздухом в пределах камеры горения.

Механический недожог характерен для сжигания твердого топлива в слое. Он возникает

- вследствие просыпания горючих частичек топлива между колосниками решетки;
- вследствие зашлаковывания частичек топлива;
- вследствие пылевидного уноса частиц топлива.

Недожог вследствие диссоциации продуктов сгорания связан с обратимостью практически всех реакций горения. Как правило в продуктах сгорания топлива содержится CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O. При температурах 1800 °C и выше наблюдается заметная диссоциация (распад) молекул на их составляющие: CO, H<sub>2</sub> и O<sub>2</sub>. Обычно в печах температура дыма порядка 1000-1400 °C и поэтому недожогом от диссоциации CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O пренебрегают. Диссоциация уменьшается при подаче избыточного воздуха.

## 1.11 Коэффициент использования теплоты топлива

Запишем уравнение теплового баланса камеры для нагрева материала (рис. 1.1)

$$Q_{\text{прих}} = Q_{\text{расх}}$$

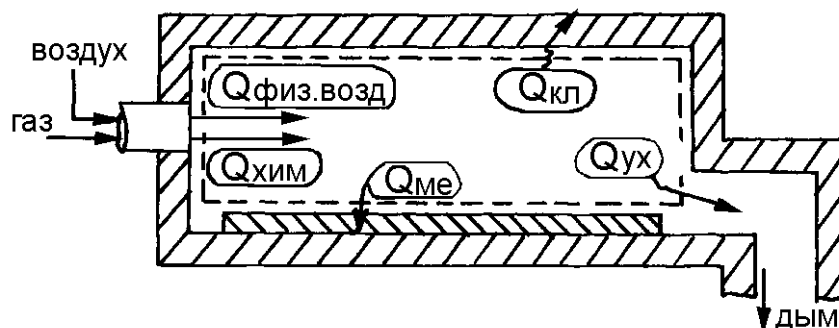


Рис. 1.1 – К определению теплового баланса камеры для нагрева материала

Приход теплоты состоит из следующих частей:

1. Химическая теплота топлива

$$Q_{\text{хим}} = V \cdot Q_{\text{н}}^{\text{р}},$$

где  $V$  – расход топлива, кг/с или м<sup>3</sup>/с;

2. Теплота, вносимая подогретым воздухом

$$Q_{\text{физ.возд.}} = V \cdot L_{\text{в}}^{\text{д}} \cdot c_{\text{в}} \cdot t_{\text{в}};$$

3. Теплота, вносимая подогретым топливом

$$Q_{\text{физ.т}} = V \cdot c_{\text{т}} \cdot t_{\text{т}};$$

4. Теплота экзотермических реакций при окислении материала –  $Q_{\text{экз}}$ ;

5. Теплота, вносимая материалом –  $Q_{\text{ме}}^0$ ;

6. Теплота, вносимая окислами материалов –  $Q_{\text{ок}}^0$ ;

7. Теплота, вносимая транспортными устройствами –  $Q_{\text{тр}}^0$ ;

8. Теплота подогретого воздуха для окисления нагреваемого материала

$$- Q_{\text{физ.возд.}}^{\text{Fe}}$$

Расход теплоты состоит из следующих частей:

1. Теплота нагретого материала –  $Q_{\text{ме}}^{\text{к}}$ ;

2. Потери теплоты с угаром материала –  $Q_{\text{ок}}^{\text{к}}$ ;

3. Потери теплоты с уходящими продуктами горения

$$Q_{\text{ух}} = V \cdot V_{\text{д}} \cdot c_{\text{д.ух}} \cdot t_{\text{д.ух}};$$

4. Потери теплоты от химической неполноты горения топлива

$$Q_{\text{хн}} = V \cdot q_{\text{хн}};$$

5. Теплота нагретых транспортных устройств –  $Q_{\text{тр}}^{\text{к}}$ ;

6. Потери теплоты через ограждение камеры –  $Q_{\text{кл}}$ ;

7. Потери теплоты излучением через открытые окна и щели –  $Q_{\text{изл}}$ ;

8. Потери теплоты с охлаждающей водой –  $Q_{\text{охл}}$ ;

9. Теплота, уносимая азотом, входившим в состав воздуха, использованного при окислении нагреваемого материала –  $Q_{\text{физ.N}_2}^{\text{Fe}}$ ;

10. Неучтенные потери теплоты (потери с выбиванием дыма через неплотности ограждения, потери с механическим недожогом топлива, потери при диссоциации  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , потери на нагрев подсосываемого в камеру окружающего воздуха) –  $Q_{\text{неуч}}$ .

Введем понятие усвоенная тепловая мощность материалом от горения топлива:

$$M_{\text{усв}} = (Q_{\text{ме}}^{\text{к}} - Q_{\text{ме}}^0) - (Q_{\text{экз}} - Q_{\text{ок}})$$

и мощность тепловых потерь

$$M_{\text{пот}} = Q_{\text{кл}} + Q_{\text{изл}} + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{неуч}} + (Q_{\text{тр}}^{\text{к}} - Q_{\text{тр}}^0) + (Q_{\text{физ.N}_2}^{\text{Fe}} - Q_{\text{физ.возд.}}^{\text{Fe}}).$$

Тогда тепловой баланс будет иметь вид:

$$Q_{\text{хим}} + Q_{\text{физ.возд.}} + Q_{\text{физ.т}} = M_{\text{усв}} + M_{\text{пот}} + Q_{\text{ух}} + Q_{\text{хн}}.$$

Подставляя в уравнение выражения, содержащие расход топлива, получим формулу для расчета расхода топлива

$$V = \frac{M_{\text{усв}} + M_{\text{пот}}}{Q_{\text{н}}^{\text{р}} + L_{\text{в}}^{\text{д}} \cdot c_{\text{в}} \cdot t_{\text{в}} + c_{\text{т}} \cdot t_{\text{т}} - V_{\text{д}} \cdot c_{\text{д.ух}} \cdot t_{\text{д.ух}} - q_{\text{хн}}}.$$

Умножим левую и правую часть на  $Q_{\text{н}}^{\text{р}}$ , получим

$$M_0 = \frac{M_{\text{усв}} + M_{\text{пот}}}{Q_{\text{н}}^{\text{р}} + L_{\text{в}}^{\text{д}} \cdot c_{\text{в}} \cdot t_{\text{в}} + c_{\text{т}} \cdot t_{\text{т}} - V_{\text{д}} \cdot c_{\text{д.ух}} \cdot t_{\text{д.ух}} - q_{\text{хн}}},$$

где  $M_0 = V \cdot Q_{\text{н}}^{\text{р}}$  – называется общей тепловой мощностью, Вт.

Знаменатель назван профессором Семикиным И.Д. коэффициентом использования химической энергии топлива в рабочем пространстве печи или, проще, коэффициентом использования теплоты топлива – КИТ:

$$\eta_{\text{КИТ}} = \frac{Q_{\text{н}}^{\text{р}} + L_{\text{в}}^{\text{д}} \cdot c_{\text{в}} \cdot t_{\text{в}} + c_{\text{т}} \cdot t_{\text{т}} - V_{\text{д}} \cdot c_{\text{д.ух}} \cdot t_{\text{д.ух}} - q_{\text{хн}}}{Q_{\text{н}}^{\text{р}}}.$$

Тогда уравнение теплового баланса можно записать в таком виде:

$$M_0 = \frac{M_{\text{усв}} + M_{\text{пот}}}{\eta_{\text{КИТ}}}.$$

Исходя из уравнения теплового баланса выражение для КИТ наряду с основной формой может быть записано в виде

$$\eta_{\text{КИТ}} = \frac{M_{\text{усв}} + M_{\text{пот}}}{M_0}.$$

По своему смыслу величина  $\eta_{\text{КИТ}}$  представляет степень использования химической энергии топлива в рабочем пространстве печи. Теоретически значение КИТ изменяется от 0 до 1. На практике в существующих печах КИТ равен 0,5-0,7.

### 1.11.1 Факторы, влияющие на КИТ

1. С увеличением теплоты сгорания топлива  $Q_H^P$  увеличивается расход воздуха  $L_B^D$  и выход продуктов сгорания топлива  $V_{д}$ , что противоречиво влияет на КИТ. Конкретные расчеты показывают, что с увеличением  $Q_H^P$  КИТ возрастает. Это можно объяснить уменьшением балласта в топливе для одной и той же общей тепловой мощности  $M_0 = B \cdot Q_H^P$ .

2. Увеличение температуры подогрева топлива  $t_T$  и воздуха  $t_B$  является самым мощным средством для повышения КИТ.

3. Ликвидация недожога топлива  $q_{oi}$  приводит к возрастанию КИТ.

4. Использование обогащенного кислородом воздуха приводит к возрастанию КИТ за счет уменьшения выхода продуктов сгорания и содержания в них балласта в виде  $N_2$ . Этот фактор практически не используется из-за догровизны кислорода.

### 1.12 Аэродинамическая характеристика топлива

Вопрос о аэродинамической характеристике топлива обычно возникает при замене в печи одного топлива другим. Например, печь отапливается природным газом и по каким-то причинам необходимо перейти на отопление коксовым газом. При этом неизбежно изменяется расход продуктов горения. В этой связи возникает вопрос: сможет ли дымоотводящая система пропустить через себя новый объем дыма? Чем больше продуктов сгорания получается на единицу теплоты, выделившейся при сжигании топлива, тем труднее задача их удаления из печи, поскольку резко возрастает аэродинамическое сопротивление дымового тракта. Аэродинамическое сопротивление обычно преодолевается с использованием тяги дымовой трубы и дымососа.

Количество продуктов сгорания на единицу теплоты сгорания топлива возрастает с увеличением в топливе балласта в виде азота, углекислого газа, водяного пара. Наименьший выход дыма на 1 МДж теплоты сгорания топлива имеет оксид углерода  $V_{уд} = 0,227 \text{ м}^3/\text{МДж}$ . У водорода  $V_{уд} = 0,268 \text{ м}^3/\text{МДж}$ , у углерода  $V_{уд} = 0,26 \text{ м}^3/\text{МДж}$ . Этот показатель является обратной величиной удельной калориметрической энтальпии дыма ( $V_{уд} = 1/i_{кал}$ ), найденной при нормальных условиях ( $t = 0^\circ\text{C}$ ,  $P = 760 \text{ мм рт. ст.}$ ).

Из топлив, используемых в печах, самый большой выход дыма имеет доменный газ ( $V_{уд} = 0,403 \text{ м}^3/\text{МДж}$ ). У природного газа  $V_{уд} = 0,294 \text{ м}^3/\text{МДж}$ . Чуть меньше этот показатель у коксового газа и мазута при распылении его паром.

Таким образом, никаких сложностей не возникает при переходе с доменного газа на природный и коксовый. А обратный переход с природного газа на доменный подлежит детальному анализу с точки зрения того, справится ли с возросшим объемом дыма дымовая труба и дымосос. Для уменьшения объема дыма можно использовать воздух, обогащенный кислородом. В этом основное достоинство кислорода.

### 1.13 Воспламенение топлива. Температура воспламенения

Окисление и горение топлива представляет собой один и тот же химический процесс, физическое проявление которого совершенно различно. Критический момент перехода от спокойного процесса окисления, идущего с малой скоростью, в бурное горение, называют воспламенением. Воспламенение может быть организовано человеком посредством зажигания (внесением искры) или путем общего подъема температуры газовой смеси путем подогрева.

Минимальная температура газовой смеси, при достижении которой происходит развитие бурного самоускоряющегося процесса горения, называется температурой воспламенения топлива ( $t_{\text{вос}}$ ).

Температура воспламенения зависит от природы топлива, его физической структуры и от условий, в которых происходит процесс зажигания. Чем лучше теплоизолирован очаг горения, тем быстрее повышается температура и тем выше будет конечная температура дыма. Процесс окисления в адиабатических условиях всегда приведет к самовоспламенению топлива. Если вся теплота реакции окисления свободно удаляется от газовой смеси посредством теплообмена, то температура реагентов (топлива и воздуха) не повышается и воспламенение отсутствует.

Температура воспламенения основных горючих газов:  $t_{\text{вос.H}_2} = 550\text{-}600^\circ\text{C}$ ;  $t_{\text{вос.CO}} = 650^\circ\text{C}$ ;  $t_{\text{вос.CH}_4} = 650\text{-}750^\circ\text{C}$ . При обогащении воздуха кислородом температура воспламенения углеводородных топлив снижается, а у  $\text{H}_2$  и  $\text{CO}$  – не изменяется. Наиболее низкие температуры воспламенения присущи сероводороду  $\text{H}_2\text{S}$   $t_{\text{вос.H}_2\text{S}} = 300^\circ\text{C}$  и ацетилену  $400^\circ\text{C}$ .

При повышении давления реагентов молекулы сближаются между собой, число столкновений между молекулами возрастает, и температура воспламенения снижается.

### 1.14 Пределы воспламенения

Холодная газовая смесь может воспламениться от контакта с огнем лишь в определенном интервале соотношения газ-воздух. Пределы воспламенения измеряются объемным процентным содержанием данного топлива в смеси его с воздухом и обозначаются:  $N_{\text{н}}$  – нижний предел воспламенения,  $N_{\text{в}}$  – верхний предел воспламенения.

Нижним пределом называется минимальное содержание топлива в смеси с воздухом, при котором смесь с температурой  $20^\circ\text{C}$  воспламеняется от источника огня. Верхний предел представляет максимальное содержание топлива в смеси с воздухом, выше которого смесь, имеющая температуру  $20^\circ\text{C}$ , не воспламеняется от источника огня.

Пределы воспламенения зависят от химической природы топлива, начальной температуры и давления. Смесь стехиометрического состава (коэффициент расхода воздуха  $n = 1$ ) лежит внутри пределов воспламенения и такая смесь всегда воспламеняется.



При сжигания топлива с воздухом, обогащенным кислородом, пределы воспламенения расширяются. При повышении температуры смеси перед сжиганием пределы воспламенения также расширяются. При начальной температуре смеси, равной температуре воспламенения, понятие пределов воспламенения теряет физический смысл, т.к. смесь любого состава будет гореть при соприкосновении с огнем.

Наиболее широкий диапазон пределов воспламенения имеет смесь ацетилена с воздухом:  $N_H = 2,3$ ;  $N_B = 82$  %. Для водорода  $N_H = 6,2$ ;  $N_B = 71,4$  % (в смеси стехиометрического состава концентрация водорода около 30 %). Оксид углерода:  $N_H = 16,8$ ;  $N_B = 71,2$  % (в стехиометрической смеси концентрация CO около 30 %). Метан:  $N_H = 5,6$ ;  $N_B = 14,5$  % (в стехиометрической смеси концентрация  $CH_4$  равна 9,5 %).

Таким образом, наиболее жесткие условия по соотношению газ-воздух в топливовоздушной смеси имеет метан. При отклонении содержания метана в смеси на 5 % есть опасность прекращения процесса воспламенения в низкотемпературных камерах горения. Напротив, сжигание  $H_2$  и CO является устойчивым по воспламенению в широком диапазоне изменения концентраций газа.

### **1.15 Распространение пламени в газозвудушных смесях**

Поджигание газозвудушной смеси может осуществляться:

1. В закрытом сосуде постоянного объема;
2. В трубке с открытым концом.

В закрытом сосуде начало горения приводит к повышению температуры и, соответственно, давления смеси, что влечет за собой ускорение горения. В результате чего происходит взрыв.

В трубке с открытым концом обеспечивается беспрепятственное расширение горячей смеси, и сохраняется постоянство давления. В этом случае при поджигании смеси на срезе трубочки в результате передачи теплоты путем теплопроводности, поднимается температура соседнего слоя, и смесь в этом слое также воспламеняется. Таким образом, путем передачи теплоты от слоя к слою, фронт пламени будет перемещаться вдоль трубки. Такой процесс распространения пламени называется нормальным и скорость распространения пламени также нормальной.

В горелках во избежание проскока пламени внутрь горелки скорость истечения газозвудушной смеси перед сжиганием должна быть больше нормальной.

Нормальная скорость зависит, в частности, от диаметра трубки. С возрастанием диаметра трубки нормальная скорость увеличивается, что объясняется относительным уменьшением тепловых потерь от зоны горения. При критическом диаметре (1-3 мм) пламя в трубке вообще не распространяется. Это явление используется в шахтерских лампах: делается сетка с отверстиями меньше критических, что предотвращает выход пламени из лампы наружу.

Наибольшей нормальной скоростью распространения пламени обладают водород и ацетилен. Чем выше начальная температура смеси, тем больше скорость распространения пламени. При температуре смеси, равной температуре воспламенения, смесь загорается во всем объеме (объемное горение) и понятие скорости распространения пламени теряет смысл.

## Модуль 2

### Лекция 5

План лекции:

**Газоподібний та рідкий стан речовини. Закони ідеальних газів. Газова статика. Рівняння руху.**

Газоподібний стан речовини. Одиниці виміру тиску, переклад з однієї системи в іншу. Рідкий стан речовини. Ізотермічний коефіцієнт стискальності. Коефіцієнт об'ємного теплового розширення. Види тисків. Закон Паскаля.

## 2 Механика газов и жидкостей

В этом разделе изучаются закономерности движения и равновесия жидкостей и газов. Механика газов отличается от механики жидкостей при скоростях газа близких к скорости звука или если газ разрежен.

### 2.1 Газообразное состояние вещества

Состояние газа характеризуется тремя параметрами: давлением, температурой и плотностью.

Давление – это сила, действующая по нормали к единице поверхности. Если сила равномерно распределена по площади поверхности, то давление определяется по формуле

$$P = G/F,$$

где  $G$  – сила, действующая по нормали к площадке  $F$ .

Давление, оказываемое газом на поверхность тела, представляет собой результат динамического воздействия молекул газа на эту поверхность.

Давление измеряется в Паскалях – Па.

В технике широко используются внесистемные единицы измерения:

1 мм вод. ст. = 9,81 Па; 1 мм рт. ст. = 133,3 Па; 1 бар = 100 000 Па

1 техническая атмосфера (1 кгс/см<sup>2</sup>) = 10 000 мм вод. ст. = 98 100 Па;

1 физическая атмосфера (1 ат) = 760 мм рт. ст. = 101 325 Па.

По способу измерения различают абсолютное ( $P_{\text{абс}}$ ) и избыточное ( $P_{\text{изб}}$ ) давление. Соотношение между этими давлениями следующее:

$$P_{\text{изб}} = P_{\text{абс}} - P_{\text{бар}},$$

где  $P_{\text{бар}}$  – атмосферное или барометрическое давление.

Чтобы не путать, в размерности давления, измеряемого в атмосферах, добавляют букву "а" (например,  $P = 4 \text{ ата}$ ) или букву "и" (например,  $P = 3 \text{ ати}$ ), соответственно, для указания абсолютного и избыточного давления.

Абсолютное давление всегда положительное, избыточное давление может быть положительным и отрицательным. Отрицательное избыточное давление называется разрежением.

Для измерения давления пользуются приборами, называемыми манометрами. Простейшим манометром является U-образная стеклянная трубка, заполненная жидкостью.

Температура является мерой кинетической энергии молекул. Для оценки кинетической энергии молекул пользуются в основном двумя температурными шкалами: шкалой Кельвина и шкалой Цельсия. Единица измерения температур – градус.

За нуль отсчета в шкале Цельсия принята температура плавления льда, а за 100 градусов принята температура кипения воды. Температура в шкале Цельсия обозначается  $t$ , °С.

За нуль отсчета в шкале Кельвина принят абсолютный ноль, отвечающий состоянию веществ, когда их молекулы перестают двигаться. 1 градус шкалы Кельвина равен 1 градусу шкалы Цельсия. Шкалу Кельвина также называют абсолютной шкалой Кельвина. Связь между абсолютной температурой и температурой Цельсия определяется выражением:

$$T = t + 273.$$

Плотность вещества определяется содержанием массы вещества ( $m$ ) в единице объема ( $V$ ):

$$\rho = m/V, \text{ кг/м}^3.$$

Плотность газов при нормальных условиях определяется из

$$\rho_0 = \mu/22,4,$$

где  $\mu$ , кг/кмоль – молекулярная масса газа; 22,4 м<sup>3</sup>/кмоль – объем киломоля газа при нормальных условиях.

Нормальными условиями называют: температура  $t_0 = 0$  °С и  $P_0 = 101\,325$  Па. Плотность газа зависит от температуры и давления:

$$\rho = \rho_0 \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \frac{P}{P_0}.$$

Плотность смеси газов подсчитывают по формуле

$$\rho_{0,\text{см}} = a_1 \cdot \rho_{0,1} + a_2 \cdot \rho_{0,2} + \dots + a_n \cdot \rho_{0,n},$$

где  $a_1, a_2, \dots, a_n$  – объемные доли газов, входящих в смесь из  $n$  газов;  $\rho_{0,1}, \rho_{0,2}, \dots, \rho_{0,n}$  – плотности газов, входящих в смесь.

### 2.1.1 Закон Клапейрона

Закон Клапейрона (уравнение состояния газа) вытекает из основного уравнения кинетической теории газов и связывает между собой давление, температуру и плотность в предположении, что газ является идеальным. Идеальный газ – это газ, в котором отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия. Ближе всего к идеальному по своим свойствам является водород. Закон Клапейрона имеет вид:

$$P = R \cdot \rho \cdot T,$$

где  $R$  – газовая постоянная. Она равна  $R = R_y/\mu$ , где  $R_y = 8\,314$  Дж/(кмоль · К) – универсальная газовая постоянная;  $\mu$  – кг/кмоль – молекулярная масса газа.

Из уравнения газового состояния получают зависимость плотности от температуры и давления:  $\rho = P/(R \cdot T)$ .

Наряду с законом Клапейрона важными для теплотехники являются закон Дальтона и закон Архимеда.

Закон Дальтона справедлив для смеси газов и звучит следующим образом: "давление смеси идеальных газов равно сумме их парциальных давлений".

$$P_{\text{см}} = P_1 + P_2 + \dots + P_n.$$

Парциальным давлением отдельного газа в смеси называют давление под которым находился бы этот газ, если бы из смеси были удалены все остальные газы, а объем и температура сохранились бы прежними.

Закон Архимеда: "на тело, погруженное в жидкость, действует выталкивающая сила, численно равная весу вытесненной им жидкости".

## 2.2 Жидкое состояние вещества

Связи между молекулами жидкости и в еще большей степени между молекулами газа являются слабыми. Поэтому жидкость и газ являются текучими, что является основным общим свойством газа и жидкости. Основное различие между газом и жидкостью в различной степени сжимаемости. Жидкость считается практически несжимаемой, а газ – хорошо сжимаемый. Изменение объема тела в зависимости от давления определяется по формуле:

$$V = V_0 \cdot (1 + \beta_p \cdot P),$$

где  $\beta_p$  называется коэффициентом сжатия. Для жидкости  $\beta_p \approx 0$ . Так, для воды  $\beta_p = 5 \cdot 10^{-10}$  1/Па, а для газов  $\beta_p = 1/101325$  1/Па, т.е. в 20000 раз выше.

Жидкости и газы изменяют свой объем и при изменении температуры

$$V = V_0 \cdot (1 + \alpha_t \cdot t),$$

где  $\alpha_t$  – температурный коэффициент объемного расширения. Например, при 20 °С для воды  $\alpha_t = 200 \cdot 10^{-6}$  1/К, а для газов при 0 °С он равен  $\alpha_t = 1/273$  1/К.

## 2.3 Виды давлений

Различают основные виды давлений: статическое, динамическое и геометрическое. Исходя из размерности давления  $\text{Па} = \text{Н}/\text{м}^2 = \text{Дж}/\text{м}^3$ , давление часто трактуется как энергия, содержащаяся в 1 м<sup>3</sup> газа.

Статическое давление с энергетической точки зрения представляет из себя энергию сжатия 1 м<sup>3</sup> газа и обозначается  $P_{\text{ст}}$ . Статическое давление складывается из давления обязанного весу вышележащих слоев жидкости (газа) и называемого гидростатическим (газостатическим), и давления, создаваемого внешними силами, например, давление поршня, атмосферное давление и т.п.:

$$P_{\text{ст}} = P_{\text{гидр}} + P_{\text{порш.}}$$

Гидростатическое давление рассчитывается по формуле

$$P_{\text{гидр}} = \rho \cdot g \cdot h,$$

где  $\rho$  – плотность жидкости (газа), [кг/м<sup>3</sup>];  $g = 9,81$  [м/с<sup>2</sup>];  $h$  – расстояние от поверхности жидкости до уровня, на котором определяется гидростатическое давление.

Внешнее давление (давление поршня) согласно закону Паскаля равномерно передается по всему объему жидкости. Закон Паскаля: "давление, про-

изводимое внешними силами на поверхность жидкости передается равномерно по всем направлениям во все точки объема".

Динамическое давление. Поток газа или жидкости оказывает силовое давление на площадку, расположенную на пути потока. Силовое давление, отнесенное к  $1 \text{ м}^2$  такой площадки, перпендикулярное к поверхности площадки называется динамическим давлением (рис. 2.1).

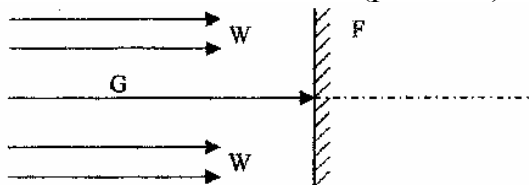


Рис. 2.1 – К определению динамического давления

С энергетической точки зрения динамическое давление представляет собой кинетическую энергию  $1 \text{ м}^3$  газа.

$$P_{\text{дин}} = \rho \cdot W^2 / 2,$$

где  $W$  и  $\rho$  – значения скорости и плотности данной точки потока.

Геометрическое давление. С энергетической точки зрения представляет собой потенциальную энергию положения  $1 \text{ м}^3$  газа и находится по формуле

$$P_{\text{геом}} = \rho \cdot g \cdot z,$$

где  $z$  – высота относительно выбранного начала отсчета.

Абсолютная величина геометрического давления неизвестна, при практических расчетах необходимо знание относительного геометрического давления

$$P_{\text{геом}2} - P_{\text{геом}1} = \rho \cdot g \cdot (z_2 - z_1) = \rho \cdot g \cdot h.$$

## Лекция 6

План лекции:

**Газоподібний та рідкий стан речовини. Закони ідеальних газів. Газова статика. Рівняння руху.**

Газова статика. Рівновага газу. Поняття елементарного струмка току. Характеристики газових потоків. Рівняння нерозривності руху. Теорема Ейлера про зміну кількості руху. Енергетичні параметри потоку газу. Рівняння енергії. Рівняння Бернуллі.

### 2.4 Газостатика

Выделим в объеме газа некоторый объем. Если этот объем рассматривать изолировано от окружающей среды, то силы, с которыми окружающая среда действует на объем, являются внешними. Все силы, действующие на изолированный объем, можно разделить на объемные и поверхностные. Объемные силы приложены ко всякой материальной частичке объема. Чаще всего это силы тяжести. Поверхностные силы – это силы, приложенные к поверхности объема.

Рассмотрим баланс сил в покоящемся газе по схеме, приведенной на рис. 2.2.

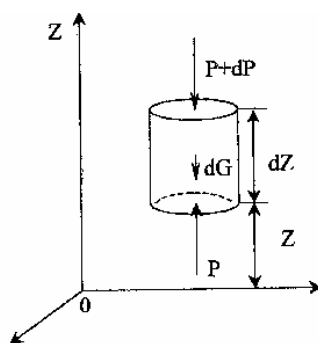


Рис. 2.2 – К выводу уравнения равновесия газа

В проекциях на ось  $Z$  условием равновесия будет равенство нулю равнодействующих всех сил:

$$P \cdot dF - (P + dP) \cdot dF - \rho \cdot g \cdot dZ \cdot dF = 0,$$

где последнее слагаемое определяет силу тяжести.

Отсюда

$$dP = - \rho \cdot g \cdot dZ.$$

Это условие равновесия газа. Физический смысл уравнения: изменение энергии сжатия  $1 \text{ м}^3$  газа на высоте  $dZ$  (т.е. изменение статического давления) равно изменению потенциальной энергии положения  $1 \text{ м}^3$  газа (т.е. изменению геометрического давления на той же высоте  $dZ$  со знаком "-").

Если плотность газа не меняется по высоте слоя, то из уравнения путем интегрирования можно определить линейный закон изменения давления по высоте слоя жидкости

$$P = P_1 - \rho \cdot g \cdot (Z - Z_1),$$

где  $P_1$  – статическое давление на высоте  $Z_1$  относительно какого-то уровня отсчета.

## 2.5 Характеристика газовых потоков

При движении жидкости или газа на основной поток накладывается беспорядочное молекулярное движение. Поэтому реальное движение жидкости или газа оказывается чрезвычайно сложным. Для упрощения расчетов вводится гипотеза о непрерывности жидкой и газовой сред. Таким образом мы отходим от рассмотрения движения отдельно взятой молекулы. Для этих условий все характеристики газа (скорость, плотность, давление) являются непрерывными функциями координаты и времени.

Движение, при котором скорость и другие параметры потока не изменяются во времени в любой точке потока, называются стационарным или установившимся. Движение газа считается нестационарным, если параметры потока изменяются во времени.

Движение, при котором скорости во всех точках поперечного сечения одинаковы, называется равномерно распределенным. Такое движение характерно для идеальных жидкостей. Идеальная жидкость – это жидкость (газ), лишенная свойства вязкости. В реальных жидкостях (газах) скорости в различных точках поперечного сечения потока не равны друг другу. Движение газа в канале можно представить как сумму движений элементарных струек (трубок тока), для каждой из которых скорость, плотность и температура постоянны по сечению струйки. Основным свойством трубок тока является отсутствие перетоков газа в соседние трубки. Результаты расчетов, получаемые для элементарной струйки тока при соблюдении определенных условий, распространяются на весь газовый поток.

### 2.5.1 Уравнение неразрывности движения для трубки тока

Уравнение неразрывности представляет собой закон сохранения массы применительно к потоку газа или жидкости.

Введем понятие массового (M) и объемного (v) расхода газа, определяемые по формулам

$$M = F \cdot W \cdot \rho \text{ [кг/с];}$$

$$v = F \cdot W \text{ [м}^3\text{/с].}$$

Здесь  $F$  – площадь поперечного сечения потока [ $\text{м}^2$ ];  $\rho$  – плотность газа [ $\text{кг/м}^3$ ];  $W$  – среднерасходная скорость по сечению потока [ $\text{м/с}$ ].

Таким образом, под расходом понимается количество вещества [кг или  $\text{м}^3$ ], проходящее через сечение за единицу времени. Связь между объемным и массовым расходом через плотность:  $M = v \cdot \rho$ .

Выделим в потоке газа трубку тока и возьмем по длине трубки два произвольных сечения, отстоящих друг от друга на расстоянии  $\Delta x$  (см. рис. 2.3)



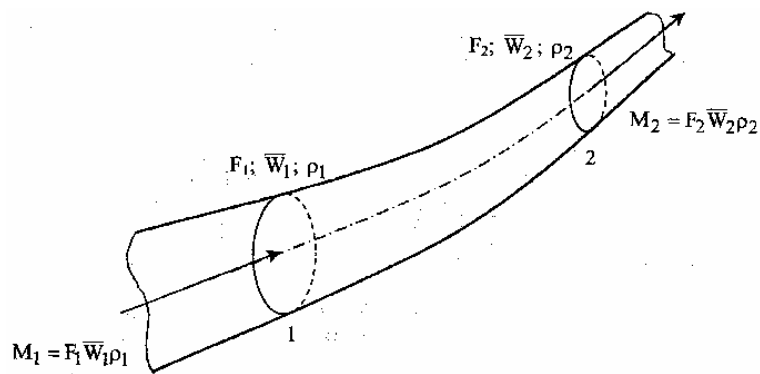


Рис. 2.3 – К выводу уравнения неразрывности

Через первое сечение за время  $\Delta\tau$  протекает масса газа, равная  $m_1 = M_1 \cdot \Delta\tau$ , а через второе сечение –  $m_2 = M_2 \cdot \Delta\tau$ . Поскольку потери массы газа через стенки трубки тока отсутствуют, то сколько массы газа войдет через первое сечение, столько же выйдет из второго сечения за время  $\Delta\tau$ , т.е.

$$F_1 \cdot W_1 \cdot \rho_1 \cdot \Delta\tau = F_2 \cdot W_2 \cdot \rho_2 \cdot \Delta\tau.$$

Таким образом, после сокращения на  $\Delta\tau$  имеем

$$F_1 \cdot W_1 \cdot \rho_1 = F_2 \cdot W_2 \cdot \rho_2.$$

Поскольку расстояние между сечениями 1 и 2 взято произвольно, это равенство сохранится для любого другого сечения:

$$F \cdot W \cdot \rho = \text{const.}$$

Это и есть уравнение неразрывности стационарного потока сжимаемого газа.

В частном случае, когда газ можно считать несжимаемым ( $\rho = \text{const}$ ), уравнение неразрывности принимает простой вид

$$F_1 \cdot W_1 = F_2 \cdot W_2 \text{ или } F \cdot W = \text{const.}$$

Таким образом, для несжимаемого газа вдоль потока не изменяется не только массовый, но и объемный расход. Как следствие из последнего уравнения получается соотношение  $\frac{F_1}{F_2} = \frac{W_2}{W_1}$ , показывающее, что при увеличении сечения потока скорость потока падает и, наоборот, при уменьшении сечения скорость потока возрастает.

### 2.5.2 Уравнение импульсов Эйлера

Согласно второму закону Ньютона, проекция изменения количества движения на какую-либо ось равна проекции импульса всех сил на эту ось

$$d(m \cdot W_x) = G_{\Sigma x} \cdot dt \text{ [Н} \cdot \text{с]},$$

где  $m$  – масса тела;  $W_x$  – проекция скорости на ось  $x$  (или на любую ось);  $m \cdot W_x$  – количество движения;  $G_{\Sigma x}$  – сумма проекций всех сил на ось  $x$ , приложенных к массе  $m$ ;  $G_{\Sigma x} \cdot dt$  – проекция импульса на ось  $x$  от действия всех сил.

В механике газа неудобно использовать понятие количества движения, т.к. приходится иметь дело не с массой газового тела  $m$ , а с массовым расходом газа  $M$ . В этой связи вводится понятие секундного количества движения,

которое в случае равномерного распределения скоростей в потоке определяется по формуле:

$$I = M \cdot W = \rho \cdot F_{\text{тр}} \cdot W \cdot W \text{ [Н]}.$$

С использованием понятия секундного количества движения уравнение применительно к движению жидкостей и газов с постоянным массовым расходом  $M = dm/dt$  в элементарной струйке потока выражается следующим образом

$$M \cdot (W_{x2} - W_{x1}) = G_{\Sigma x},$$

т.е. разность секундных количеств движения газа, вытекающего из контура и втекающего в него, спроектированных на какую-нибудь ось, равна сумме всех сил, действующих на этот контур, спроектированной на ту же ось.

Величина проекции результирующей всех сил  $G_{\Sigma x}$ , действующих на движущийся объем газа, складывается из сил, обусловленных действием статического давления, сил трения, тяжести и реакции стенок канала на выделенный объем газа.

Последнее выражение называют уравнением импульсов Эйлера. Оно широко используется в механике газов.

### 2.5.3 Уравнение энергии

Уравнение энергии представляет собой первое начало термодинамики для движущегося газа в расчете на 1 кг газа.

Рассмотрим объем газа, заключенный между сечениями 1 и 2 трубки тока (см. рис. 2.4).

Пусть на пути между сечениями подводится извне теплота в количестве  $Q_{\text{вн}}$ , а со стороны стенок на поток действует сила трения. Из закона сохранения энергии следует, что изменение полной энергии 1 кг газа равно общему количеству теплоты, сообщенному 1 кг газа, сложенному с работой, которую произвела внешняя сила  $G_K$ :

$$\left( \frac{P_2}{\rho_2} - \frac{P_1}{\rho_1} \right) + \left( \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} \right) + g \cdot (Z_2 - Z_1) + C_v \cdot (T_2 - T_1) = Q_{\text{вн}} = Q_{\text{общее}} - A_K,$$

где  $A_K$  – работа, совершаемая 1 кг газа на пути между сечениями 1 и 2, против сил трения;  $Q_{\text{общ}}$  – общее количество теплоты, накопленное 1 кг газа за счет внешней теплоты  $Q_{\text{вн}}$  и теплоты трения  $A_K$ .

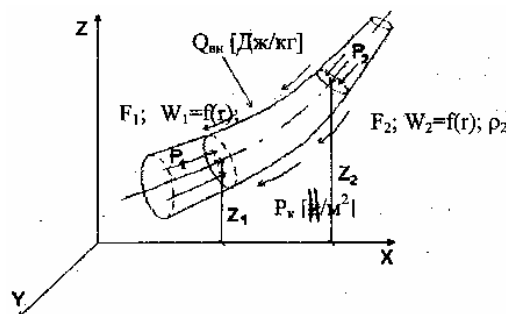


Рис. 2.4 – К выводу уравнения энергии

Для сечений, отстоящих на бесконечно малом расстоянии друг от друга получим уравнение энергии в дифференциальной форме

$$d\left(\frac{P}{\rho}\right) + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + g \cdot dZ + C_v \cdot dT + dA_k = dQ_{\text{общ}}.$$

#### 2.5.4 Уравнение Бернулли

Уравнение энергии, записанное через тепловые параметры потока, неудобно для практического использования. Если учесть, что

$$d\left(\frac{P}{\rho}\right) = dP \cdot \frac{1}{\rho} + P \cdot d\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

и что, согласно 1-го закона термодинамики,

$$dQ_{\text{общ}} = C_v \cdot dT + P \cdot d\left(\frac{1}{\rho}\right),$$

уравнение энергии приобретает вид:

$$\frac{dP}{\rho} + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + g \cdot dZ + dA_k = 0.$$

Эта механическая форма записи уравнения энергии называется дифференциальным уравнением Бернулли. Если проинтегрировать уравнение на участке между сечениями потока 1 и 2, то решение уравнения имеет вид:

$$\int \frac{dP}{\rho} + \left(\frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2}\right) + g \cdot (Z_2 - Z_1) + A_k = 0.$$

Если плотность газа не зависит от давления, то получим уравнение Бернулли для несжимаемого газа

$$P_1 + \frac{\rho \cdot W_1^2}{2} + \rho \cdot g \cdot Z_1 = P_2 + \frac{\rho \cdot W_2^2}{2} + \rho \cdot g \cdot Z_2 + \Delta P_{\text{пот.1-2}}$$

или

$$P_1 + P_{\text{дин.1}} + P_{\text{геом.1}} = P_2 + P_{\text{дин.2}} + P_{\text{геом.2}} + \Delta P_{\text{пот.1-2}},$$

где  $\Delta P_{\text{пот.1-2}} = A_k \cdot \rho$  – потери давления газа между сечениями 1 и 2, необратимо перешедшие в теплоту в результате трения.

## Лекция 7

План лекции:

**Тиск рідин і газів. Режими руху. Втрати тиску при русі рідин і газів.**

Види та вимірювання тиску в газовому потоці. Трубка Прандтля. В'язкість рідин і газів. Ламінарний і турбулентний режими руху. Число Рейнольдса. Закон Пуазейля. Основні поняття теорії турбулентного руху. Прикордонний шар Прандтля. Втрати тиску на тертя при прямованні рідин і газів. Течія рідини і газу поблизу шорсткуватої поверхні. Вплив шорсткості на коефіцієнт втрат на тертя. Графіки Никурадзе. Три режими течії газів і рідин у шорсткуватих трубах. Поняття місцевих опорів. Втрати тиску на місцевих опорах.

### 2.6 Види и измерения давления в газовом потоке. Трубка Прандтля

Приборами можно измерить статическое давление  $P$ , динамическое давление  $P_{\text{дин}}$  и полное давление  $P + P_{\text{дин}}$ . Геометрическое давление не измеряется, а рассчитывается по измеренной высоте  $Z$ .

Измерение статического давления на стенке потока или в какой-либо точке внутри его, показано на рис. 2.5.

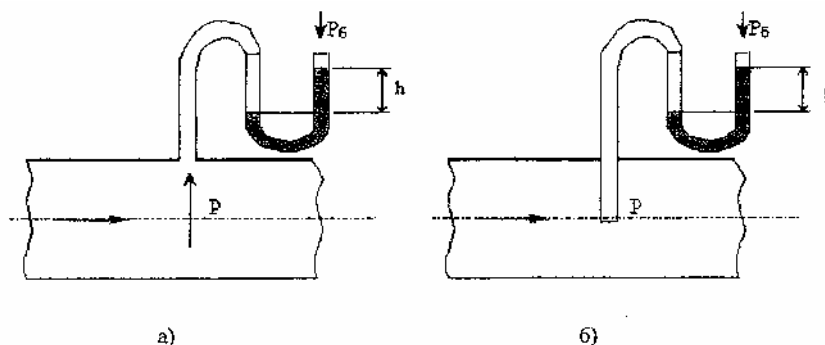


Рис. 2.5 – Измерение статического давления

Для измерения полного давления используется трубка, введенная в поток таким образом, чтобы горизонтальное ее колено было параллельно направлению потока, а приемное отверстие лежало бы в плоскости, перпендикулярной направлению движения газа (рис. 2.6).

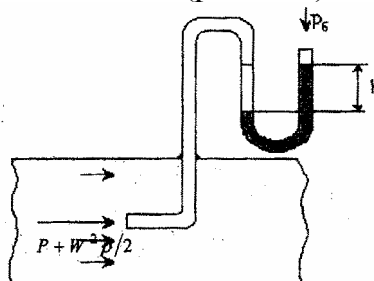


Рис. 2.6 – Измерение полного давления

Приборы для измерения полного давления называют трубкой Пито.

Динамическое давление потока можно измерить если одновременно с замером полного давления произвести замер статического давления (рис. 2.7).

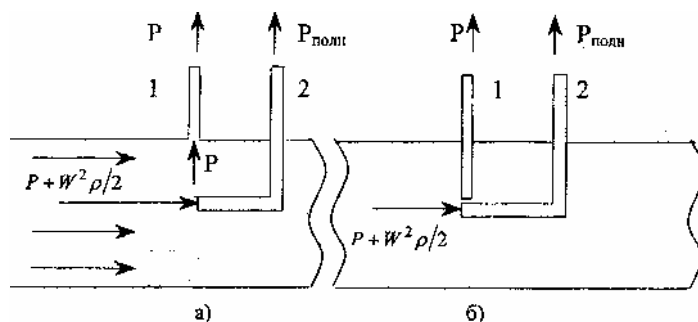


Рис. 2.7 – Измерение динамического давления

Устройство для измерения динамического давления называется трубкой Прандтля.

По измеренному динамическому давлению можно рассчитать скорость потока в данной точке.

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot P_{\text{дин}}}{\rho}}$$

Таким образом можно определить скорость в любой точке потока и построить эпюру скоростей.

## 2.7 Вязкость жидкости и газов

Вязкость в жидкостях и газах связана с передачей количества движения от одних слоев потока к другим. Вязкость жидкостей много больше вязкости газов.

В жидкостях вязкость объясняется силами сцепления между молекулами. Поэтому при повышении температуры связи между молекулами ослабевают, и вязкость уменьшается.

В газах вязкость объясняется тепловым хаотическим движением молекул, переходящих из слоя в слой. С повышением температуры скорость молекул увеличивается, и вязкость увеличивается.

Вязкость измеряется динамическим коэффициентом вязкости  $\eta$ , входящим в закон Ньютона

$$P_k = \eta \cdot \frac{dW_x}{dy} \text{ [Па]},$$

где  $P_k$  – касательное напряжение;  $\frac{dW_x}{dy}$  – градиент скорости.

Касательным напряжением  $P_k$  называется сила, отнесенная к  $1 \text{ м}^2$  поверхности и приложенная в направлении, параллельном поверхности. Величина  $\eta$  измеряется в Па·с. Наряду с динамическим коэффициентом вязкости используется кинематический коэффициент вязкости  $\nu = \eta / \rho$  [ $\text{м}^2/\text{с}$ ].

## 2.8 Ламинарный и турбулентный режимы движения. Число Рейнольдса

Для вязкой жидкости характерны две принципиально разные формы движения: ламинарное и турбулентное. Ламинарное (спокойное, слоистое) движение наблюдается при малых скоростях потока и в каналах малого диаметра. Турбулентное (хаотическое, беспорядочное) движение наблюдается при высоких скоростях потока и больших диаметрах каналов. Переход от ламинарного к турбулентному течению зависит от величины безразмерного комплекса  $Re = \frac{\bar{W} \cdot d}{\nu}$ , названного числом Рейнольдса. Под  $\bar{W}$  понимается

среднерасходная скорость потока,  $d$  – диаметр канала. При числах  $Re < 2000$  в каналах круглого сечения наблюдается ламинарное течение. При  $Re > 3000$  – турбулентное движение. В интервале от 2000 до 3000 – переходная область. Для каналов отличных от цилиндрических в число Рейнольдса входит гидравлический диаметр:

$$d_r = \frac{4 \cdot F}{\Pi},$$

где  $F$  – площадь поперечного сечения потока;  $\Pi$  – периметр поперечного сечения потока.

Под среднерасходной скоростью потока понимается усредненная скорость, определяемая из выражения:  $\bar{W} = v / F$ , где  $v$  – объемный расход жидкости.

## 2.9 Закон Пуазейля

Выделим в ламинарном потоке жидкости цилиндрический участок радиусом  $r$ , заключенный между двумя поперечными сечениями 1 и 2 на расстоянии  $l$  друг от друга (рис. 2.8).

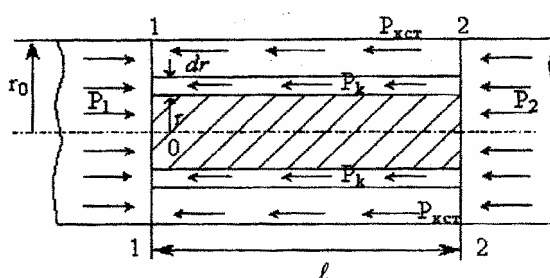


Рис. 2.8 – К выводу закона Пуазейля

Составим баланс сил для этого участка.

$$P_1 \cdot \pi \cdot r^2 = P_2 \cdot \pi \cdot r^2 + P_k \cdot 2\pi r \cdot L.$$

Отсюда

$$P_k = \frac{(P_1 - P_2) \cdot r}{2 \cdot L}.$$

Таким образом, касательное напряжение изменяется по радиусу трубы по линейному закону.

Если подставить это выражение в закон Ньютона  $P_k = \eta \cdot \frac{dW_x}{dy}$  и проин-

тегрировать полученное уравнение по радиусу от 0 до  $r_0$ , то можно найти распределение скоростей по сечению трубы при ламинарном движении.

$$W = W_{\text{ось}} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right],$$

где  $W_{\text{ось}} = \frac{P_1 - P_2}{L} \cdot \frac{r_0^2}{4 \cdot \eta}$  – скорость на оси потока.

Средняя расходная скорость может быть определена по формуле

$$\bar{W} = \frac{v}{F} = \frac{1}{F} \cdot \int_0^{r_0} (W \cdot 2 \cdot \pi \cdot r) dr = \frac{1}{\pi \cdot r_0^2} \cdot \int_0^{r_0} \left\{ W_{\text{ось}} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \right\} dr = K_1 \cdot W_{\text{ось}}$$

где  $K_1 = 0,5$  – коэффициент усреднения скорости.

Расход жидкости при ламинарном движении может быть определен по формуле

$$v = \bar{W} \cdot F = K_1 \cdot W_{\text{ось}} \cdot \pi \cdot r_0^2 = \frac{P_1 - P_2}{L} \cdot \frac{r_0^2}{8 \cdot \eta} \cdot \pi \cdot r_0^2 = \frac{P_1 - P_2}{L} \cdot \frac{\pi \cdot r_0^4}{8 \cdot \eta}.$$

Это выражение называется законом Пуазейля.

Из выражения для скорости на оси можно выразить потери давления на трение между 1 и 2 сечениями

$$\Delta P_{\text{пот.тр.}} = P_1 - P_2 = \frac{8 \cdot \eta \cdot \bar{W} \cdot L}{r_0^2}.$$

Это уравнение может быть преобразовано к виду, называемому законом Дарси-Вейсбаха

$$\Delta P_{\text{пот.тр.}} = \lambda \cdot \frac{L}{d_0} \cdot P_{\text{дин}},$$

где  $P_{\text{дин}} = \frac{\rho \cdot \bar{W}^2}{2}$  – динамическое давление при среднерасходной скорости;  $\lambda$  – гидравлический коэффициент трения, определяемый по формуле Пуазейля:  $\lambda = 64/Re$ ;  $Re = \frac{\bar{W} \cdot d_0}{\nu}$  – число Рейнольдса.

## 2.10 Основные понятия теории турбулентного движения

Турбулентное течение отличается от ламинарного тем, что скорость в любой произвольной точке потока постоянно изменяется во времени (рис. 2.9), но при этом колеблется возле какого-то усредненного значения.

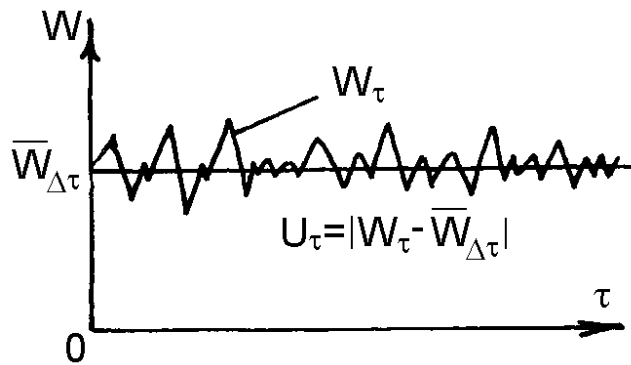


Рис. 2.9 – Изменение скорости в неподвижной точке потока от времени

Отклонения мгновенной скорости от средней по времени называются пульсациями скорости.

Во всех последующих расчетах турбулентного течения определяется поле скоростей, усредненных во времени. Наличие пульсационной составляющей увеличивает вязкость потока, т.к. с пульсациями переносится дополнительное количество движения. Касательное напряжение при турбулентном движении определяется по формуле Буссинеска

$$\bar{P}_{к.турб} = \eta_{турб} \cdot \frac{d\bar{W}_x}{dy},$$

где  $\eta_{турб}$  – динамический коэффициент турбулентной вязкости, Па·с;  $\bar{W}_x$  – скорость потока, усредненная во времени.

### 2.10.1 Пограничный слой Прандтля

Если измерить распределение скорости по сечению ламинарного и турбулентного потоков, то можно увидеть принципиальные отличия (рис. 2.10)

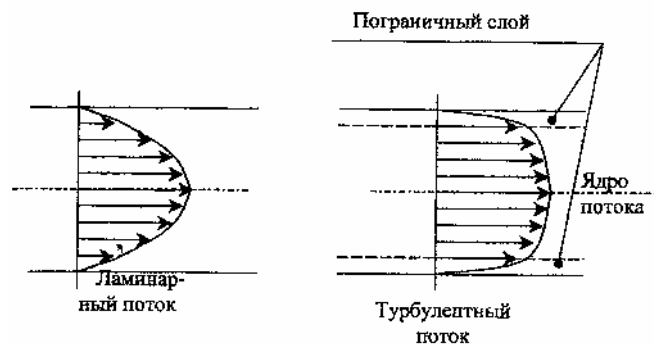


Рис. 2.10 – Распределение скоростей в круглой трубе

Если профиль скорости в ламинарном потоке имеет колоколообразную форму, то в турбулентном можно выделить две области: пограничный слой, прилегающий к стенкам и ядро потока, в котором скорость изменяется мало. Основное изменение скорости турбулентного потока происходит в пограничном слое. Условно принимается, что движение жидкости в пограничном слое является ламинарным, а в ядре потока – турбулентным. Понятие о пограничном слое введено Л. Прандтлем. Используя это понятие Прандтль



предложил выражение для определения динамического коэффициента турбулентной вязкости

$$\eta_{\text{турб}} = \rho \cdot L^2 \cdot \left| \frac{d\bar{W}_x}{dy} \right|,$$

где  $L$  – путь перемешивания:  $L = \chi \cdot y$ ;  $\chi \approx 0,4$  – постоянная, определенная из эксперимента;  $y$  – расстояние от стенки до точки, в которой определяется касательное напряжение.

### **2.11 Потери давления на трение при движении жидкости и газа. Течение жидкости и газа вблизи шероховатой поверхности. Влияние шероховатости на коэффициент потерь на трение. Графики Никурадзе**

Потери на трение определяются по формуле Дарси-Вейсбаха, справедливой как для ламинарного, так и для турбулентного течений:

$$\Delta P_{\text{пот.тр.}} = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho \cdot \bar{W}^2}{2}.$$

Для канала прямоугольного сечения под диаметром " $d$ " понимается гидравлический диаметр

$$d_{\Gamma} = \frac{4 \cdot F}{\Pi}.$$

При ламинарном течении жидкости гидравлический коэффициент трения " $\lambda$ " определяется по формуле Пуазейля:  $\lambda = 64/Re$ , т.е. зависит только от числа  $Re$ . При турбулентном течении " $\lambda$ " зависит как от числа  $Re$ , так и от состояния поверхности стенок канала, количественно выражаемой через относительную шероховатость:  $\varepsilon_{\text{ш}} = \Delta / (2 \cdot R)$ , где  $\Delta$  – размер бугорка (абсолютная шероховатость);  $R$  – радиус трубы. Чем больше  $\varepsilon_{\text{ш}}$ , тем менее гладкая поверхность трубы и выше значение " $\lambda$ ". При значениях  $\Delta$ , больших толщины ламинарного пограничного слоя, бугорки обтекаются турбулентным потоком, как плохо обтекаемые тела, с образованием отрывных (вихревых) зон. Зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса и шероховатости была определена экспериментально И. Никурадзе под руководством Л. Прандтля и известна как график Никурадзе (рис. 2.11).

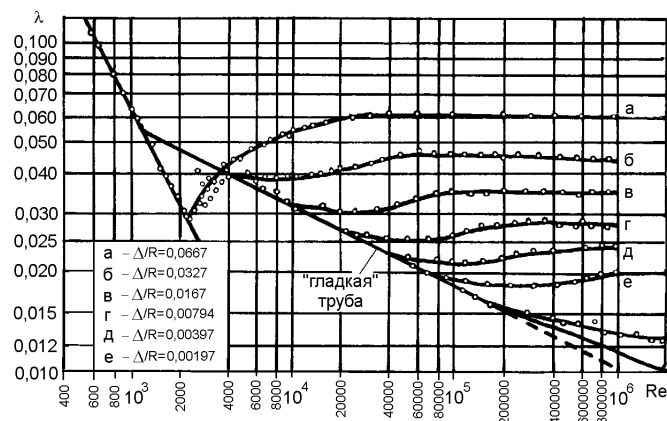


Рис. 2.11 – Зависимость коэффициента трения от  $Re$  и  $\Delta/R$  в круглой трубе

## 2.12 Три режима течения газов и жидкости в шероховатых трубах

Из анализа графика Никурадзе можно выделить три области, в которых зависимость  $\lambda = f(\text{Re}, \Delta/R)$  носит разный характер:

1. Режим без проявления влияния шероховатости. Характерен для ламинарного течения газа в диапазоне  $\text{Re} = 0 - 3000$ . Причем в диапазоне  $\text{Re} = 0 - 2300$  коэффициент трения может быть определен по формуле Пуазейля.

2. Переходный режим, характеризующийся зависимостью  $\lambda$  как от  $\text{Re}$ , так и от шероховатости. В диапазоне  $\text{Re} = 10000 - 1000000$  коэффициент трения определяется по формуле Альтшуля

$$\lambda = 0,11 \cdot \left( \frac{\Delta}{d} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25},$$

где  $d$  – диаметр трубопровода;  $\text{Re} = \frac{\bar{W} \cdot d}{\nu}$  – число Рейнольдса;  $\bar{W}$  – средняя расходная скорость.

3. Режим с полным проявлением шероховатости (автомодельный режим). Можно считать, что этот режим проявляется примерно при  $\text{Re} > 1000000$ .  $\lambda$  определяется по формуле Шифринсона

$$\lambda = 0,11 \cdot \left( \frac{\Delta}{d} \right)^{0,25}.$$

Важным является режим "гладких" труб, т.е. труб в которых отсутствует шероховатость. Оказывается, что при с уменьшением  $\text{Re}$  в шероховатых трубах наступает режим "насыщения", когда кривая для определения  $\lambda$  ложится на кривую для гладких труб. Часто, в условиях неопределенности с шероховатостью труб, коэффициент трения определяется по формуле Блазиуса для гладких труб:

$$\lambda = \frac{0,316}{\text{Re}^{0,25}}.$$

## 2.13 Понятие местных сопротивлений. Потери давления на местных сопротивлениях

Местными сопротивлениями называются гидравлические сопротивления, приводящие к потерям давления вследствие изменения скорости и (или) направления движения жидкости. Наиболее часто на практике встречаются следующие виды сопротивлений: переход из узкого канала в широкий; переход из широкого канала в узкий; поворот потока (рис. 2.12).

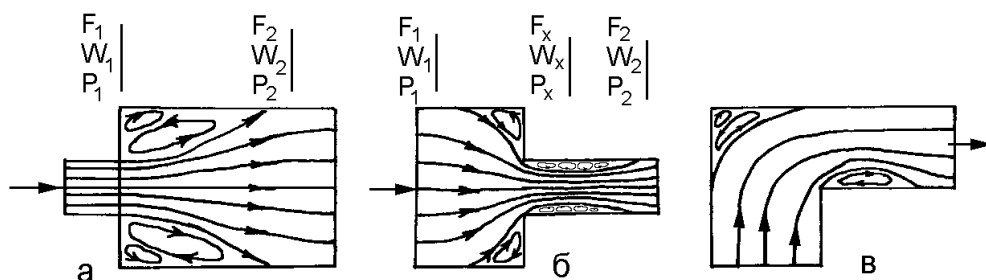


Рис. 2.12 – Виды гидравлических сопротивлений:  
 а – переход из узкого в широкое; б – переход из широкого в узкое;  
 в - поворот на 90°

В целом потери давления на местных сопротивлениях определяются по формуле Вейсбаха

$$\Delta P_{\text{пот}} = K_{\text{пот}} \cdot \frac{\rho \cdot \overline{W}^2}{2},$$

где  $K_{\text{пот}}$  – коэффициент потерь на местном сопротивлении, являющийся коэффициентом пропорциональности между  $\Delta P_{\text{пот}}$  и динамическим давлением. В данной записи среднерасходная скорость, входящая в динамическое давление, определяется в самом узком сечении сопротивления.

### 2.13.1 Переход из узкого канала в широкий

Физическая картина процесса следующая: при выходе потока из канала меньшего сечения в канал большего сечения турбулентный поток под действием поперечной составляющей скорости постепенно расширяется, захватывает окружающую среду и вовлекает ее в движение. На некотором расстоянии расширяющийся поток достигает стенок широкого канала. Между расширяющимся потоком и стенками образуется вихревая зона, наличие которой определяет потери давления.

В этом случае  $K_{\text{пот}}$  определяется на основе формулы Борда-Карно, выводимой с использованием уравнения импульсов Эйлера и уравнения Бернулли, в виде:

$$\Delta P_{\text{рас}} = \frac{\rho \cdot (W_1 - W_2)^2}{2},$$

где  $\Delta P_{\text{рас}}$  – потери давления при внезапном (на 180°) расширении потока.

Из сопоставления с формулой Вейсбаха

$$\Delta P_{\text{рас}} = K_{\text{рас}} \cdot \frac{\rho \cdot \overline{W}_1^2}{2}$$

можно определить  $K_{\text{рас}}$ :

$$K_{\text{рас}} = \left(1 - \frac{W_2}{W_1}\right)^2 \quad \text{или} \quad K_{\text{рас}} = \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2.$$

Потери давления уменьшаются с уменьшением угла раскрытия потока. Наименьшие потери давления присутствуют в диффузоре, угол раскрытия потока в котором составляет 5-10°. Таким образом, диффузор служит для

преобразования энергии движения в энергию давления с минимальными потерями.

### 2.13.2 Переход из широкого канала в узкий

Потери давления в этом случае также обязаны образованию вихревой зоны при сужении потока и последующем расширении на участке между сечениями "х" и "2" (рис. 2.12б).

$$\Delta P_{\text{суж}} = K_{\text{суж}} \cdot \frac{\rho \cdot \overline{W}_2^2}{2},$$

где  $K_{\text{суж}} = 0,5 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{F_2}{F_1} \right)^2 \right] \cdot \left( 1 - \cos \frac{\varphi_{\text{суж}}}{2} \right)$  – коэффициент потерь при сужении

потока с учетом угла сужения  $\varphi_{\text{суж}}$ . При внезапном сужении  $\varphi_{\text{суж}} = 180^\circ$ . Наименьшие потери получаются при плавном переходе из широкого в узкое при  $\varphi_{\text{суж}} \rightarrow 0$ . Устройство для плавного перехода из широкого трубопровода в узкий с небольшими потерями давления называется конфузором.

### 2.13.3 Поворот потока

При внезапном повороте потока на угол  $\varphi = 90^\circ$  образуются вихревые зоны как показано на рис. 2.12в. Одна зона находится в крайнем углу, а вторая – сразу же за поворотом со стороны ближней стенки. Основные потери приходятся на вторую вихревую зону, поскольку возле нее наблюдается местное сужение потока и, соответственно, неизбежно происходит расширение потока.

При повороте потока на угол  $\varphi < 90^\circ$  без изменения скорости коэффициент потерь определяется по формуле Семикина

$$K_{\text{пов}} = (1 - \cos \varphi) \cdot \frac{1,25}{1 + 3 \cdot \frac{R_{\text{пов}}}{d}},$$

где  $R_{\text{пов}}$  – внутренний радиус поворота трубы;  $d$  – диаметр трубы.

При резком повороте на  $90^\circ$ , т.е. когда  $R_{\text{пов}} = 0$ ,  $K_{\text{пов}} \approx 1,25$ .

## Лекция 8

План лекции:

**Нагнітання газів і рідин. Тягодуттьові пристрої. Аеродинамічна характеристика мереж.**

Нагнітання газів і рідин. Тягові дутьєві пристрої. Осьові вентилятори. Відцентрові вентилятори. Номограми. Аеродинамічна характеристика мережі. Характеристики вентиляторів. Вибір вентиляторів. Регулювання продуктивності вентиляторів. Димарі. Тяга димаря.

### **2.14 Нагнетание газов и жидкостей. Тягодутьевые устройства**

Тяговые устройства работают на отсос (эвакуацию) газовых смесей из рабочей камеры. К ним, в первую очередь, относятся дымовая труба, дымосос (экспаустер), эжектор.

Дутьевые устройства работают на подачу газов и их смесей в рабочую камеру. К ним относятся вентилятор, компрессор, инжектор.

Машины, служащие для сжатия и перемещения воздуха и других газов, называются воздуходувными машинами. Они используются для подачи дутья в печи, для удаления дыма из рабочего пространства печей и для целей вентиляции. Вентиляторы относятся к группе воздуходувных машин, в которых газ получает энергию в результате силового взаимодействия с лопастями вращающегося рабочего колеса и сжимающие газ до полного избыточного давления не более 10 кПа (1000 мм. вод. ст.). Вентиляторы разделяют на осевые и центробежные.

По развиваемому давлению вентиляторы делятся на три группы:  
вентиляторы низкого давления – до 100 мм вод. ст.;  
вентиляторы среднего давления – до 300 мм вод. ст.;  
вентиляторы высокого давления – до 1000 мм вод. ст.

#### **2.14.1 Осевые вентиляторы**

В осевых вентиляторах воздух движется вдоль оси вращения (рис. 2.13).

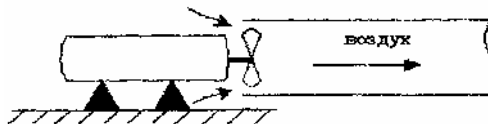


Рис. 2.13 – Схема осевого вентилятора

Они предназначены для больших производительностей при низком давлении (до 50 мм вод. ст.). Они обладают высоким коэффициентом полезного действия – до 90 %.

#### **2.14.2 Центробежные вентиляторы. Номограммы**

Это основные вентиляторы для подачи воздуха к горелкам печей в связи с опасными условиями эксплуатации печей и высокими требованиями к уровню надежности работы вентиляторов.

Вентилятор состоит (рис. 2.14) из спирального кожуха с входным и выпускным отверстиями, рабочего колеса турбинного типа, расположенными в корпусе. Колесо через вал соединено с электродвигателем.

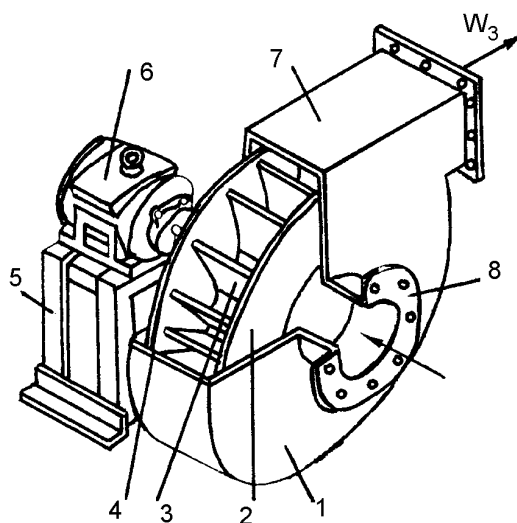


Рис. 2.14 – Центробежный вентилятор

Принцип работы. При вращении колеса приходит во вращение и воздух, находящийся между лопатками. Так как на частицы воздуха действуют центробежные силы, они по инерции отлетают в улиткообразный диффузор, образованный рабочим колесом и кожухом. На освободившееся место поступают соседние частицы, находящиеся ближе к центру, т.е. возле входного отверстия. Таким образом, создается направленное движение воздуха. В зазоре между лопатками и кожухом, а, следовательно, на выходе из вентилятора создается высокое давление, а в районе входного отверстия – разрежение. Если вентилятор работает вхолостую, т.е. закрыт выходной патрубком, то в зазоре между лопатками колеса образуется круговое движение, и давление выравнивается.

В выхлопном патрубке скорость очень высокая (20-60 м/с), тогда как в воздухопроводах транспортная скорость низкая – 8-15 м/с. Для исключения потери динамического давления между вентилятором и трубопроводом устанавливается диффузор.

Вентиляторы подбираются с помощью номограмм экспериментально определенных на заводе-изготовителе. В номограммах учитывается:

а) полное давление ( $P_{\text{полн}}$ , Па), создаваемое на выхлопе вентилятора, равное сумме статического и динамического давления;

б) производительность вентилятора –  $v$ , м<sup>3</sup>/с;

в) число оборотов колеса –  $n$ , об/с;

г) полный КПД вентилятора –  $\eta_{\text{пол}}$ .

Полезная мощность вентилятора определяется по формуле

$$N_{\text{полезн}} = P_{\text{полн}} \cdot v, \text{ Вт.}$$

Мощность, фактически потребляемая вентилятором с учетом потерь энергии в самом вентиляторе и в подшипниках вентилятора, называется рабочей мощностью. Она равна

$$N_{\text{раб}} = \frac{N_{\text{полезн}}}{\eta_{\text{пол}}}$$

Мощность, потребляемая электродвигателями из сети, определится с учетом КПД электродвигателя –  $\eta_{\text{эл}}$ .

$$N_{\text{эл}} = \frac{N_{\text{раб}}}{\eta_{\text{эл}}}$$

### 2.14.3 Аэродинамическая характеристика сети

Вентилятор подает газ в систему трубопроводов, называемую аэродинамической сетью. Эта сеть обладает аэродинамическим сопротивлением, складывающимся из суммарных потерь энергии при движении воздуха в данной сети при данном расходе. С увеличением сопротивления сети производительность вентилятора падает. Каждая аэродинамическая сеть имеет свою характеристику – зависимость сопротивления сети от расхода. Поскольку потери давления согласно закону Вейсбаха пропорциональны динамическому давлению, т.е. квадрату скорости, а скорость, в свою очередь, пропорциональна объемному расходу воздуха, то потери давления будут пропорциональны расходу воздуха в квадрате:

$\Delta P_{\text{потерь}} \sim v^2$ , т.е. аэродинамическая характеристика имеет вид квадратной параболы (рис. 2.15).

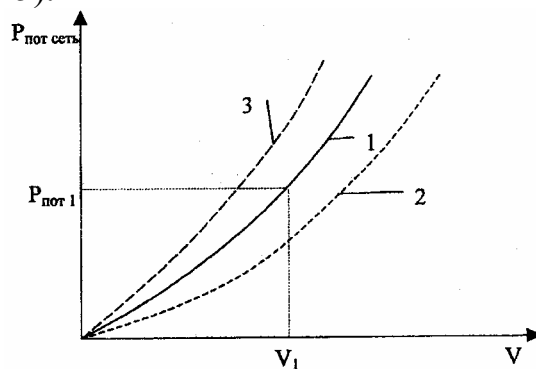


Рис. 2.15 – Аэродинамическая характеристика сети

### 2.14.4 Характеристики вентиляторов. Выбор вентиляторов

Характеристиками вентилятора называются обычно следующие графические зависимости (рис. 2.16):  $P_{\text{полн}} = f_1(v)$ ;  $N_{\text{раб}} = f_2(v)$ ;  $\eta_{\text{пол}} = f_3(v)$ . Данные зависимости получают при  $n = \text{const}$  и  $\rho = \text{const}$ .

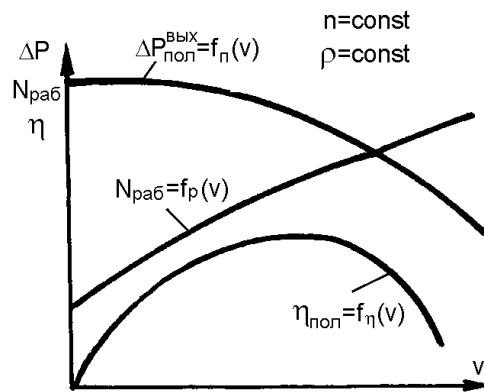


Рис. 2.16 – Характеристики центробежного вентилятора

Состояние  $v = 0$  отвечает работе вентилятора с полностью закрытым выхлопным патрубком. С увеличением производительности гидравлические потери внутри вентилятора сначала несколько убывают, а затем начинают возрастать. Вследствие этого действительная характеристика  $P_{\text{полн}} = f(v)$  имеет максимум. При нулевой производительности потери значительны из-за бесполезного кругового движения воздуха между лопатками, но рабочая мощность минимальна. Следовательно, пуск вентилятора должен производиться при закрытой задвижке. С увеличением производительности рабочая мощность вентилятора растет и достигает максимального значения, когда работающий вентилятор отсоединен от аэродинамической сети и работает на атмосферу.

Для выбора вентилятора нужно характеристику аэродинамической сети совместить с характеристикой вентилятора (рис. 2.17).

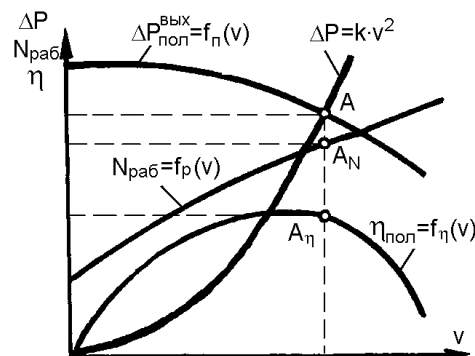


Рис. 2.17 – Совмещение характеристик вентилятора и сети

### 2.14.5 Регулирование производительности вентиляторов

Возможны следующие способы изменения производительности:

1. Изменение числа оборотов электродвигателя и вентилятора. Этот способ наиболее экономичен, но не применяется ввиду трудности, связанной с плавным изменением числа оборотов электродвигателя.

2. Изменение степени открытия заслонки. При этом изменяется сопротивление аэродинамической сети.

3. Применение направляющего аппарата на всасывающем патрубке вентилятора. Направляющий аппарат имеет поворотные лопатки, при изме-



нении положения которых меняется угол входа потока газа на лопатки рабочего колеса.

#### 2.14.6 Дымовые трубы. Тяга дымовых труб

Дымовая труба предназначена для удаления дыма из камеры горения топлива и для рассеивания дыма в окружающей среде. Трубы бывают кирпичные, железобетонные и металлические. Современные железобетонные трубы имеют наибольшую высоту (до 300 м). Металлические трубы можно использовать при низких температурах дыма в условиях конденсации водяных паров. Обычно конструктивно трубы выполняются в виде плавно сужающегося конуса от основания к устью.

Удаление дыма происходит за счет создания тяги. Под тягой дымовой трубы понимают разницу статических давлений в камере горения и статического давления у основания трубы. Ориентировочно тягу дымовой трубы можно определить по формуле:

$$\Delta P_{\text{тяги}} \approx (\rho_{\text{в}} - \rho_{\text{д}}) \cdot g \cdot H,$$

где  $\rho_{\text{в}}$  и  $\rho_{\text{д}}$  – плотности воздуха и дыма соответственно при температуре воздуха и температуре дыма;  $H$  – высота дымовой трубы.

Эта тяга расходуется на покрытие аэродинамических потерь в дымовых каналах (дымовых боровах) от печи до трубы, внутри трубы и на компенсацию динамического давления на выходе из устья трубы. Чем выше высота трубы, тем выше тяга. Чем выше температура дыма, тем ниже плотность дыма и, соответственно, выше тяга.

Если тяга дымовой трубы меньше аэродинамического сопротивления дымовых каналов, то не весь дым, образующийся при сгорании топлива, будет удаляться через дымовую трубу. В этом случае давление в камере сгорания увеличивается и происходит выбивание дыма через неплотности кладки и окна печи. Для увеличения тяги последовательно с дымовой трубой может устанавливаться дымосос. Конструктивно дымосос мало чем отличается от центробежного вентилятора. В дымососе входной патрубок соединен с дымовым каналом, а выхлопной патрубок соединен трубопроводом с дымовой трубой.

## Лекция 9

План лекции:

### Вплив газів з отворів і сопіл. Інжекція й інжектор.

Витікання газів. Витікання нестисливих газів. Ізоентропійне витікання. Максимальна (критична) швидкість витікання газів. Одержання надзвукових швидкостей. Число Маху. Сопло Лавалю. Турбулентні струмені. Явище інжекції. Інжектор. Конструкції інжекторів. Призначення елементів інжекторів.

### 2.15 Истечение газов

Истечение газов происходит при работе горелок, форсунок, кислородных фурм, при выбивании газов через окна и отверстия в кладке печи и т.д. Различают истечение сжимаемого и несжимаемого газов.

#### 2.15.1 Истечение несжимаемого газа

Если истечение газа происходит в атмосферу под действием малой разности давлений, когда начальное давление менее, чем на 10 % отличается от атмосферного давления, то, как показывает опыт, плотность газа и его температура изменяются незначительно и этими изменениями можно пренебречь. Такой газ условно называют несжимаемым и обладающим свойством жидкости. Схема истечения газа показана на рис. 2.18.

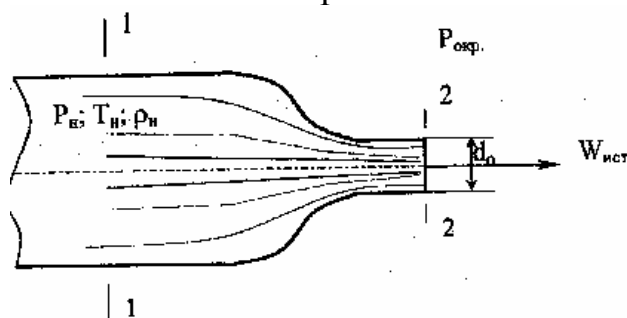


Рис. 2.18 – Схема истечения газов

Запишем уравнение Бернулли для несжимаемого газа для двух сечений: перед истечением и после истечения

$$P_{\text{нач}} + \frac{\rho \cdot W_{\text{нач}}^2}{2} = P_{\text{окр}} + \frac{\rho \cdot W_{\text{ист}}^2}{2} + \Delta P_{\text{пот.ист}},$$

где  $W_{\text{нач}}$  – скорость течения газа в подводящей трубе перед соплом;

$\Delta P_{\text{пот.ист}} = K_{\text{ист}} \cdot P_{\text{дин}} = K_{\text{ист}} \cdot \frac{\rho \cdot W_{\text{ист}}^2}{2}$  – потери давления при истечении газа;

$K_{\text{ист}}$  – коэффициент потерь давления при истечении газа, учитывающий потери на трение и сужение-расширение потока.

Обозначив левую часть уравнения Бернулли через  $P_0$ , как полное начальное давление, выразим из уравнения скорость истечения в самом узком сечении истекающей струи

$$W_{\text{ист}} = \frac{1}{\sqrt{1 + K_{\text{ист}}}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (P_0 - P_{\text{окр}})}{\rho}} = \varphi \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (P_0 - P_{\text{окр}})}{\rho}},$$

где  $\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + K_{\text{ист}}}}$  – коэффициент скорости.

Объемный расход истекающего газа равен

$$V_{\text{ист}} = W_{\text{ист}} \cdot F_{\text{струи}},$$

где  $F_{\text{струи}}$  – площадь самого узкого сечения истекающей струи. Она может значительно отличаться от площади отверстия истечения  $F_{\text{отв}}$ .

Введем понятие коэффициента сжатия струи ( $\varepsilon$ ), определяемого соотношением площадей:  $\varepsilon = F_{\text{стр}}/F_{\text{отв}}$ . Тогда расход газа равен

$$V_{\text{ист}} = \varphi \cdot \varepsilon \cdot F_{\text{отв}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (P_0 - P_{\text{окр}})}{\rho}}.$$

Введем понятие коэффициента расхода  $\mu$ :  $\mu = \varphi \cdot \varepsilon$ .

Приведенные выше коэффициенты применительно к отверстиям с острыми кромками в стенках печей приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1

Коэффициенты скорости, сжатия и расхода

Стенка	$\varphi$	$\varepsilon$	$\mu$
Тонкая	0,98	0,63	0,62
Толстая	0,82	1	0,82

### 2.15.2 Изэнтропийное истечение сжимаемого газа

На практике чаще всего пользуются двумя видами сопел: сужающимся и сужающе-расширяющимся, называемым соплом Лавалья (рис. 2.19)

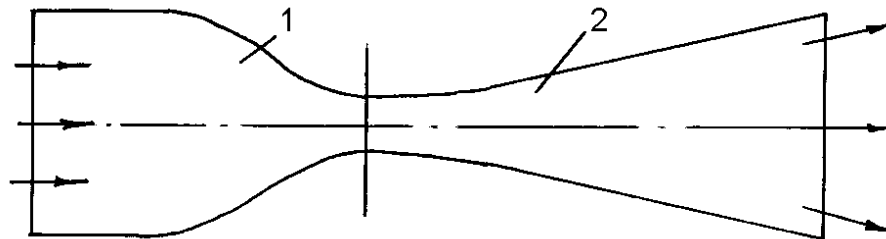


Рис. 2.19 – Виды сопел: 1 – сужающееся сопло (сужающаяся часть сопла Лавалья); 2 – расширяющаяся часть сопла Лавалья

В сопле происходят реализация энергии давления в энергию движения. Если воспользоваться для расчета скорости газа в сужающемся сопле формулой истечения несжимаемого газа

$$W_{\text{ист}} = \varphi \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (P_0 - P_{\text{окр}})}{\rho}},$$

то создается впечатление, что простым повышением давления  $P_0$  можно создать любую скорость истечения. На практике с использованием сужающегося-

ся сопла не удастся получить скорость газа больше скорости звука. Скорость звука может быть превышена только с использованием сопла Лавалья.

Если скорость газа меньше скорости звука, то течение называется дозвуковым. Режим течения, в котором скорость газа равна скорости звука, называется критическим, а скорость газа – критической. В сверхзвуковом режиме скорость истечения выше скорости звука. Эти режимы характеризуются числом Маха:  $M = W/W_{зв}$ , где  $W_{зв} = \sqrt{k \cdot \frac{P}{\rho}}$ . В дозвуковом режиме  $M < 1$ , а

в критическом  $M = 1$ . Соответственно когда  $M = 1$ , критическая скорость газа определяется по формуле

$$W_{кр} = \sqrt{k \cdot \frac{P_{кр}}{\rho_{кр}}} = \sqrt{k \cdot R \cdot T_{кр}},$$

где  $P_{кр}$ ,  $T_{кр}$  и  $\rho_{кр}$  – критические давление и плотность, при которых достигается критическая скорость. Критические параметры газа соответствуют самому узкому сечению сопла Лавалья.

При больших скоростях истечения реализация начального давления в скоростной напор, как правило, происходит на коротком участке пути за очень малое время. В этих условиях теплообмен между газом и окружающей средой через стенку сопла незначительно сказывается на температуре газа и процесс истечения близок к адиабатическому.

Если аэродинамические потери, включая потери на трение, равны нулю, то процесс истечения проходит при постоянной энтропии и называется изоэнтропическим.

В адиабатном процессе истечения давление и плотность связаны уравнением Пуассона

$$\frac{P}{\rho^k} = \text{const},$$

где  $k = c_p/c_v$  – показатель адиабаты. Для одноатомным газов  $k = 1,66$ , для двухатомных газов  $k = 1,4$ , для трехатомных газов  $k = 1,3$ ;  $c_p$ ,  $c_v$  – удельные теплоемкости газа, соответственно, при постоянном давлении и постоянном объеме.

Следовательно, в процессе истечения плотность можно выразить через начальные параметры газа

$$\rho = \rho_{нач} \cdot \left( \frac{P}{P_{нач}} \right)^{\frac{1}{k}},$$

где  $P_{нач}$  и  $\rho_{нач}$  – давление и плотность газа перед истечением.

Подставим выражение для плотности в уравнение Бернулли в дифференциальной форме, пренебрегая изменением геометрического давления и потерями давления при истечении

$$\frac{dP}{\rho} + d\left(\frac{W^2}{2}\right) = 0.$$

Имеем

$$\frac{dP}{\rho_{\text{нач}} \cdot \left(\frac{P}{P_{\text{нач}}}\right)^{\frac{1}{k}}} + d\left(\frac{W^2}{2}\right) = 0.$$

Интегрируя это уравнение с учетом того, что при  $P = P_{\text{нач}}$  скорость истечения  $W_{\text{ист}} = 0$ , получаем формулу Сен-Венана

$$W_{\text{ист}} = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1} \cdot \frac{P_{\text{нач}}}{\rho_{\text{нач}}} \cdot \left[1 - \left(\frac{P}{P_{\text{нач}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]},$$

где  $P$  – давление в струе истекающего газа.

С учетом выражения  $\frac{P}{P_{\text{нач}}} = \left(\frac{T}{T_{\text{нач}}}\right)^{\frac{k}{k-1}}$ , вытекающего из уравнения Пуассона, формула может быть преобразована к следующему виду

$$W_{\text{ист}} = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1} \cdot R \cdot T_{\text{нач}} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_{\text{нач}}}\right)}.$$

Массовый расход газа определится по формуле

$$M = F \cdot \rho \cdot W_{\text{ист}} = F \cdot \rho_{\text{нач}} \cdot \left(\frac{P}{P_{\text{нач}}}\right)^{\frac{1}{k}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1} \cdot \frac{P_{\text{нач}}}{\rho_{\text{нач}}} \cdot \left[1 - \left(\frac{P}{P_{\text{нач}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}, \text{ кг/с.}$$

Критические параметры газа, которые позволяют получить критическую скорость истечения (максимально возможная скорость в сужающемся сопле), могут быть определены из равенства скоростей, найденных из следующих уравнений:

$$W_{\text{кр}} = \sqrt{k \cdot R \cdot T_{\text{кр}}} \text{ и формулы Сен-Венана для критической скорости}$$

$$W_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1} \cdot R \cdot T_{\text{нач}} \cdot \left(1 - \frac{T_{\text{кр}}}{T_{\text{нач}}}\right)}$$

$$\text{Отсюда } \frac{T_{\text{кр}}}{T_{\text{нач}}} = \frac{2}{k+1} \text{ и максимальная (критическая) скорость истечения}$$

равна:

$$W_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2}{k+1} \cdot R \cdot T_{\text{нач}}}.$$

Критическое давление определяется по критической температуре из уравнения Пуассона

$$\frac{P_{\text{кр}}}{P_{\text{нач}}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Для газов показатель адиабаты обычно изменяется в пределах  $1,3 \div 1,4$ . Поэтому критическая скорость будет достигнута при  $P_{нач} = (1,8 \div 1,9) \cdot P_{атм} \approx 200\ 000$  Па (2 ата). При этом критическое давление в струе истекающего газа равно давлению окружающей среды, т.е.  $P_{атм} = 101\ 325$  Па.

Температура газа в процессе истечения уменьшается от  $T_{нач}$  до  $T_{кр}$ . Плотность газа также уменьшается в процессе истечения.

## 2.16 Турбулентные струи

Турбулентные струи образуются при истечении газов из отверстий и сопел в пространство, занятое другой средой. Различают следующие определения струй.

Затопленная струя – это струя газа в неподвижной окружающей среде той же плотности.

Незатопленная струя – струя газа в неподвижной окружающей среде другой плотности.

Свободная струя – струя, распространяющаяся в неограниченном пространстве.

Ограниченная (полуограниченная) струя – струя, развивающаяся в ограниченном пространстве.

Рассмотрим картину развития свободной турбулентной затопленной струи (рис. 2.20)

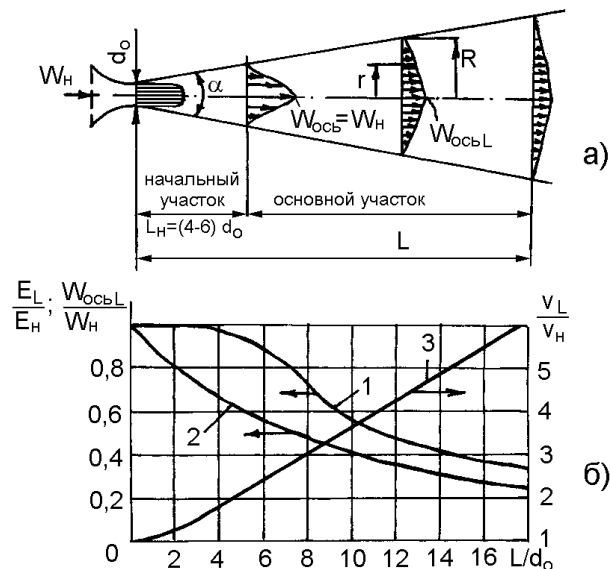


Рис. 2.20 – Схема развития свободной струи: 1 - изменение относительной осевой скорости ( $W$ ); 2 - изменение относительной энергии струи ( $E$ ); 3 - относительного расхода газа ( $v$ )

Истекающий газ, благодаря поперечным перемещениям турбулентных макрочастиц, начинает захватывать частицы окружающей среды и вовлекать их в движение. Струя начинает расширяться, поперечные размеры ее постепенно увеличиваются. Количество газов, протекающих через поперечное сечение струи за единицу времени, по мере удаления от сопла увеличивается.

При этом уменьшается ее среднерасходная скорость. Однако полный импульс (количество движения) струи можно считать постоянным.

По длине струи можно выделить два участка: начальный и основной. По всей длине начального участка скорость на оси струи не изменяется. За пределами начального участка скорость на оси струи начинает падать по гиперболическому закону.  $\frac{W_{ось}}{W_H} = B \cdot \frac{d_0}{L}$ , где  $W_H$  – начальная скорость струи;  $L$  – расстояние от среза сопла;  $d_0$  – диаметр сопла;  $B = 4-6$  – постоянная.

Центральный угол раскрытия струи составляет  $20^\circ-24^\circ$ . Радиус струи возрастает по закону прямой линии и его можно найти из геометрического соотношения

$$R = b \cdot L, \text{ где } b = \text{tg}(\alpha / 2).$$

Распределение скорости  $W_r$  по радиусу –  $r$  – круглой струи описывается формулой Шлихтинга

$$\frac{W_r}{W_{ось}} = \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^{1,5} \right]^2,$$

где  $W_{ось}$  – скорость на оси струи на расстоянии  $L$  от сопла.

Отсюда следует важный вывод, что струи, выходящие из сопел разного диаметра подобны, а скорости во всех точках основного участка пропорциональны начальной скорости струи.

## **2.17 Явление инжекции. Инжектор. Конструкции инжекторов. Назначение элементов инжекторов**

Свойство струи захватывать и вовлекать в движение окружающую среду используется в инжекторах. Различают простой (рис. 2.21) и сложный инжекторы (рис. 2.22).

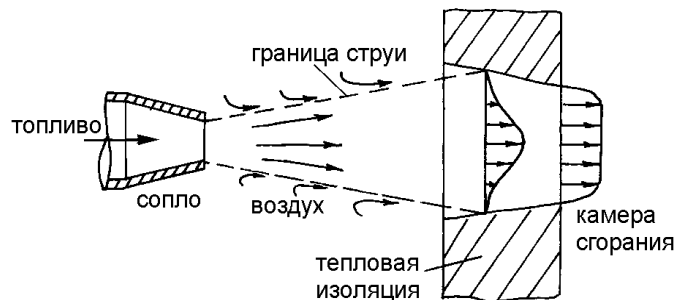


Рис. 2.21 – Схема простого инжектора

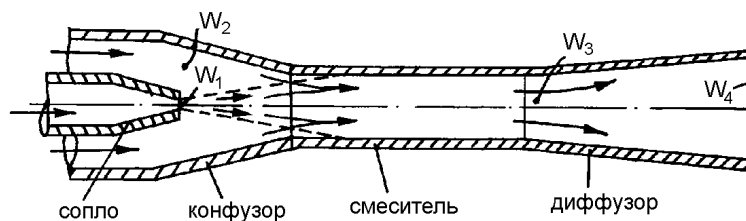


Рис. 2.22 – Схема сложного инжектора

В простом инжекторе окружающая среда входит в струю с нулевой скоростью, а сложном – со скоростью  $W_2$ . Наличие скорости улучшает перемешивание потоков и, следовательно, захват окружающей среды. Кроме того, сложный инжектор, как правило, оборудуется диффузором. В диффузоре происходит преобразование энергии движения в энергию давления с наименьшими потерями. Если принять, что на выходе из диффузора статическое давление в струе равно давлению в камере сгорания, то на границе между смесителем и диффузором давление будет меньше давления в камере сгорания. Это позволяет более полно использовать энергию газа, истекающего из сопла. Эффективность использования энергии струи газа и работа инжектора оценивается через кратность инъекции  $K_{инж} = m_2 / m_1$ , где  $m_1$  – массовый расход инжектирующего газа, вытекающего из сопла;  $m_2$  – массовый расход инжектированного газа, т.е. подсосанного из окружающей среды. Наименьшую кратность инъекции имеют простые инжекторы. Кратность инъекции увеличивается при оборудовании инжектора конфузором и смесителем. Еще более высокую кратность инъекции имеет инжектор с диффузором.



## Модуль 3

### Лекция 10

План лекции:

**Теплопередача. Загальні відомості. Закон Фур'є.**

Теплопередача. Стационарна теплопроводность. Загальні поняття, параметри, визначення. Закон (постулат, гіпотеза) Фур'є. Коэффициент теплопроводности речовин.

## Теплопередача

### Основные законы теплопередачи

Перенос теплоты в пространстве осуществляется тремя способами: теплопроводностью, конвекцией и излучением. Каждый из них имеет свой механизм переноса и свои законы для математического описания процесса.

Важнейшими характеристиками переноса теплоты являются тепловой поток и плотность теплового потока.

Тепловой поток

$$Q = \frac{dE}{d\tau} \text{ [Дж/с = Вт]}$$

представляет количество теплоты  $E$  [Дж], проходящей через поверхность  $F$  [ $\text{м}^2$ ] в единицу времени  $\tau$  [с].

Плотность теплового потока

$$q = \frac{d^2E}{d\tau \cdot dF} = \frac{dQ}{dF}, \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^2} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right]$$

говорит о переносе теплоты в единицу времени через единицу поверхности. Именно плотность теплового потока характеризует интенсивность процесса теплообмена между телами с различной температурой.

Перенос теплоты теплопроводностью в твердом теле и в неподвижной жидкости (газе) описывается законом Фурье

$$\bar{q}_T = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n},$$

где  $\lambda$  [Вт/(м·К)] – коэффициент теплопроводности, характеризующий способность тел проводить внутри себя теплоту;  $\frac{\partial t}{\partial n}$  [К/м] – температурный градиент.

Различают стационарную и нестационарную теплопроводность. При стационарной теплопроводности в различных точках тела температура может быть одинаковой или разной, но она не изменяется во времени. При нестационарной теплопроводности температура точек тела изменяется во времени.

Перенос теплоты конвекцией имеет место при теплообмене жидкости (газа) с твердой поверхностью и описывается законом Ньютона

$$q_K = \alpha_K \cdot (t_T - t_{\text{пт}}),$$

где  $t_r$  – температура среды;  $t_{пт}$  – температура твердой поверхности.

Величина  $\alpha_k$  [Вт/(м<sup>2</sup>·К)] – коэффициент теплоотдачи конвекцией – представляет количество теплоты, которую передает среда на единицу твердой поверхности в единицу времени при разности температур между средой и поверхностью тела в один градус.

В высокотемпературных металлургических печах теплопередаче излучением принадлежит решающая роль. Передача теплоты излучением рассчитывается по формуле  $q = \sigma \cdot (T_r^4 - T_{пт}^4)$  с использованием закона Стефана-Больцмана, связывающего плотность потока излучения черного тела  $q_0$  и температуру тела  $T$ :

$$q_0 = \sigma_0 \cdot T^4 \text{ [Вт/м}^2\text{]},$$

где  $\sigma$  – коэффициент излучения, изменяющийся от 0 до  $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>) – коэффициента излучения черного тела;  $T_r = t_r + 273$ ;  $T_{пт} = t_{пт} + 273$ .

## 3 Теплопроводность

### 3.1 Общие понятия, параметры, определения

Теплопроводность – это перенос теплоты в теле под действием разности температур. Механизм передачи теплоты теплопроводностью весьма сложен и к тому же мало изучен. Явление теплопроводности чаще всего трактуется как простой обмен кинетической энергией при непосредственном соприкосновении микрочастиц. Такая трактовка в какой-то мере подходит для газа, когда соприкосновение молекул можно рассматривать как столкновение шариков. С этой точки зрения теплопроводность представляет эстафетный способ передачи теплоты между микрочастицами.

Колебательные движения ионов в узлах кристаллической решетки способствуют передаче теплоты теплопроводностью. Однако в металлах теплота в основном переносится свободными электронами. Свободные электроны перемещаются как из нагретых областей в менее нагретые, так и в обратном направлении. В первом случае они отдают энергию атомам, а во втором – забирают. Это способствует выравниванию температур во всех точках нагревающегося (или охлаждающегося) металла при получении теплоты от печи поверхностью тела.

Если соединить все точки тела с одинаковой температурой, получим изотермические поверхности, которые могут целиком располагаться внутри слитка (заготовки) или заканчиваться на поверхности тела. Пересечение изотермических поверхностей плоскостью дает на этой плоскости семейство изотерм (рис. 3.1).

Наибольший перепад температуры на единицу длины имеет место в направлении нормали к изотермической поверхности. Возрастание температуры в направлении нормали к изотермической поверхности характеризуется градиентом температуры. Градиент температуры есть вектор, направленный

по нормали к изотермической поверхности и численно равный производной от температуры по этому направлению

$$\text{grad } t = \vec{n}_0 \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \left[ \frac{\text{К}}{\text{м}} \right],$$

где  $\vec{n}_0$  – единичный вектор, нормальный к изотермической поверхности и направленный в сторону возрастания температуры.

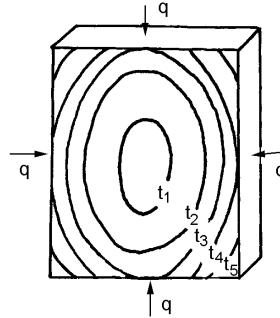


Рис. 3.1 – Изотермы внутри симметрично нагреваемого слитка ( $t_5 > t_4 > t_3 > t_2 > t_1$ ):  $q$  - подведенный к поверхности слитка тепловой поток

Скалярная величина температурного градиента неодинакова для различных точек изотермической поверхности. Она максимальна там, где расстояние между изотермами минимально.

### 3.2 Закон Фурье

Весьма важной величиной для теплопередачи является вектор плотности теплового потока  $\vec{q}$ , который пропорционален градиенту температуры

$$\vec{q} = -\vec{n}_0 \cdot \lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \left[ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right],$$

где  $\lambda$  называется коэффициентом теплопроводности. Он характеризует способность вещества проводить теплоту. Размерность  $\lambda$  [Вт/(м·К)] вытекает из закона Фурье. Соотношение известно в литературе как закон Фурье.

Вектор плотности теплового потока направлен по нормали к изотермической поверхности в сторону понижения температур (рис. 3.2). Таким образом, векторы  $\vec{q}$  и  $\text{grad } t$  лежат на одной прямой, но направлены в разные стороны. Этим и объясняет знак "минус" в правой части закона Фурье.

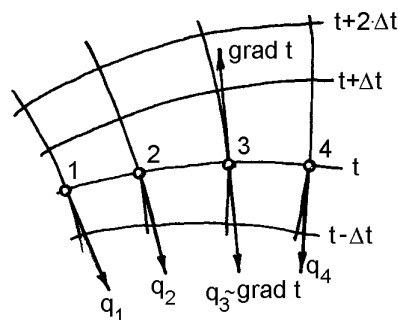


Рис. 3.2 – Изотермы и перпендикулярные им линии теплового потока внутри неизоэтермического тела

В инженерных расчетах представляет интерес и расчет теплового потока  $Q$  через изотермическую и неизотермическую поверхность. Когда  $q$  является постоянной величиной для поверхности  $F$ , тогда следует

$$Q = q \cdot F, [\text{Вт}].$$

## Лекция 11

План лекции:

**Теплопередача. Загальні відомості. Закон Фур'є.**

Деякі відомості про коефіцієнти теплопровідності газів, рідин, твердих речовин різноманітної структури. Вплив на коефіцієнт теплопровідності температури.

### **3.3 Некоторые сведения о коэффициенте теплопроводности газов, жидкостей, твердых веществ различной структуры. Влияние на коэффициент теплопроводности температуры**

Коэффициент теплопроводности  $\lambda$  определяется экспериментальным путем. Он сильно зависит от температуры, плотности материала, рода вещества и, в случае газов, от давления.

Твердые тела. Их можно разделить на три группы:

- 1)  $\lambda = 5-420$  Вт/(м·К) – материалы с высокой теплопроводностью (металлы и сплавы);
- 2)  $\lambda = 0,5-5$  Вт/(м·К) – материалы с малой теплопроводностью (керамика, огнеупоры);
- 3)  $\lambda = 0,001-0,5$  Вт/(м·К) – материалы с очень низкой теплопроводностью (теплоизоляционные материалы малой плотности).

В материалах первой группы – металлах –

Для сталей  $\lambda = 30-50$  Вт/(м·К). С увеличением температуры  $\lambda$  сталей имеет сложный характер (рис. 3.3): от 0 до 800°C коэффициент теплопроводности малоуглеродистых и среднеуглеродистых сталей снижается, а высокоуглеродистых и легированных сталей возрастает. При температуре выше 800°C коэффициент теплопроводности всех марок стали возрастает.

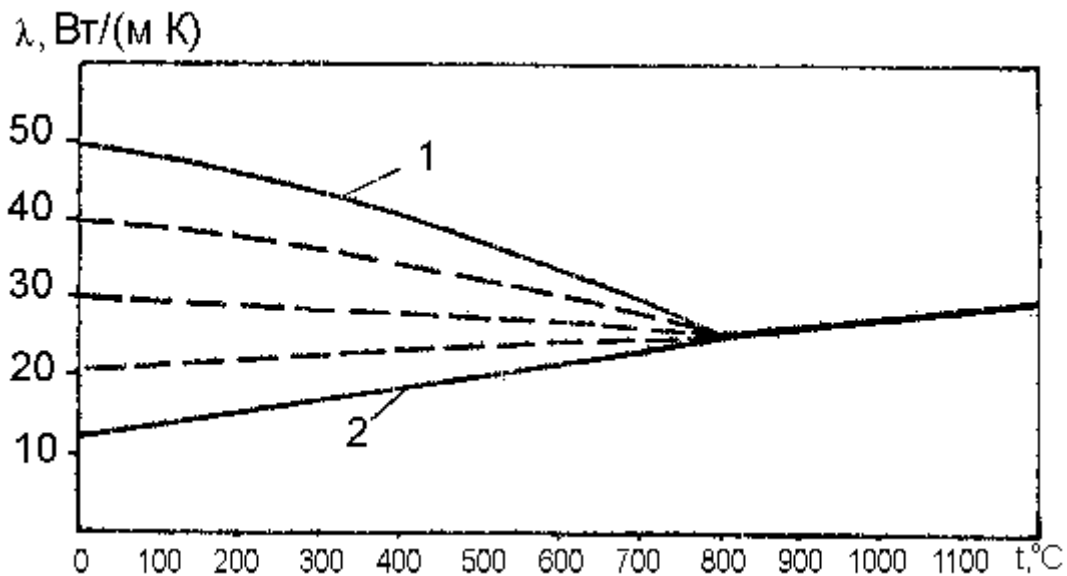


Рис. 3.3 – Зависимость  $\lambda(t)$  для малоуглеродистой стали (1) и аустенитной стали (2)

Пунктир намечает ход зависимостей для высокоуглеродистых и малолегированных сталей

Для огнеупоров (динас, шамот) –  $\lambda = 0,7-1$  Вт/(м·К). У теплоизоляторов  $\lambda < 0,2$  Вт/(м·К). Коэффициент теплопроводности теплоизоляционных материалов сильно зависит от их плотности – при повышении плотности  $\lambda$  увеличивается. Например, при возрастании плотности асбеста от 400 до 800 кг/м<sup>3</sup> коэффициент теплопроводности асбеста увеличивается от 0,1 до 0,25 Вт/(м·К). Это объясняется тем, что теплопроводность газа в порах значительно ниже твердых компонентов пористого материала.

С увеличением температуры коэффициент теплопроводности большинства строительных и теплоизоляционных материалов возрастает, что объясняется увеличением коэффициента теплопроводности газов в порах этих материалов и увеличением теплопередачи излучением в порах. Реальная зависимость коэффициента теплопроводности строительных и теплоизоляционных материалов от температуры достаточно сложная. Для упрощения принимается линейная зависимость (рис. 3.4).

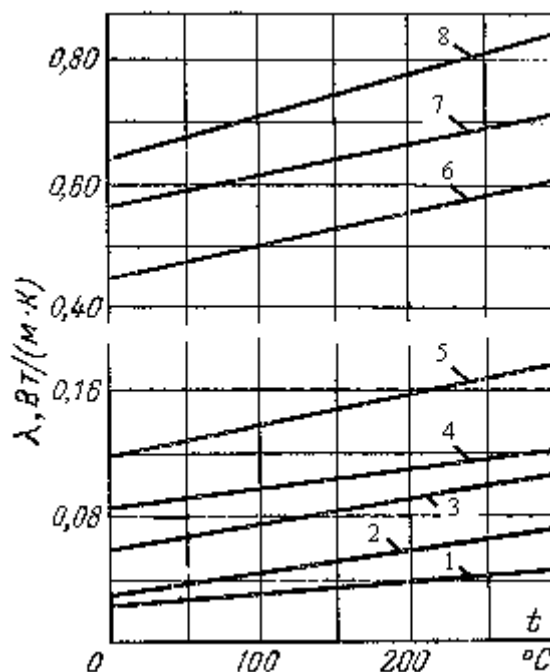


Рис. 3.4 – Коэффициенты теплопроводности строительных и теплоизоляционных материалов:

1 – воздух (для сравнения); 2 – минеральная шерсть; 3 – шлаковая вата; 4 – совелит; 5 – диатомитовый кирпич; 6 – красный кирпич; 7 – шлакобетонный кирпич; 8 – шамотный кирпич

У отдельных огнеупорных материалов (муллитокремнезем, корунд, периклаз) теплопроводность снижается с повышением температуры, что может быть объяснено изменением размеров и формы внутренних пор вследствие разного теплового расширения отдельных составляющих этих материалов.

Газы. Теплопроводность в газах, так же как и вязкость в газах, определяется переносом кинетической энергии в результате теплового хаотического движения и столкновения молекул. С увеличением температуры газа скорость молекул увеличивается и, следовательно,  $\lambda$  газов возрастает. Пример изменения теплопроводности в газах приведен на рис. 3.5.

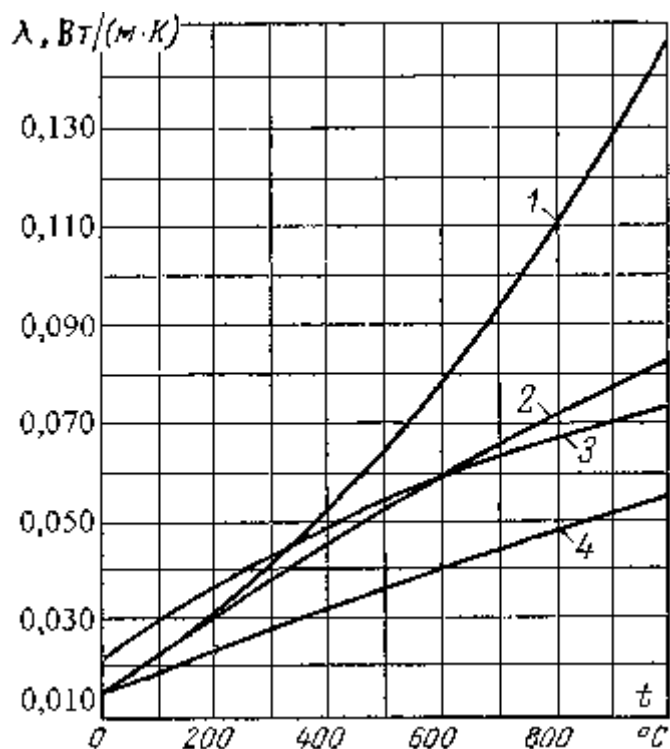


Рис. 3.5 – Коэффициенты теплопроводности газов:  
1 – водяной пар; 2 – диоксид углерода; 3 – воздух; 4 – аргон

Газы имеют весьма низкие значения  $\lambda = 0,006-0,6$  Вт/(м·К). Наибольшую теплопроводность имеют газы с малой массой молекул (водород, гелий) поскольку эти молекулы имеют самую высокую скорость перемещения.

Жидкости. Коэффициент теплопроводности капельных жидкостей лежит в интервале примерно от 0,07 до 0,7 Вт/(м·К). Механизм распространения теплоты в капельных жидкостях можно представить как процесс переноса энергии путем упругих колебаний. С увеличением температуры силы взаимодействия между частицами жидкости ослабевают и, следовательно,  $\lambda$  жидкостей падает. Это справедливо для большинства жидкостей. Исключения составляют вода и глицерин, у которых  $\lambda$  возрастает. Пример изменения  $\lambda$  ( $t$ ) для капельных жидкостей представлен на рис. 3.6.

Коэффициент теплопроводности пористых материалов сильно зависит от их влажности. Для влажного материала коэффициент теплопроводности значительно больше, чем для сухого и воды в отдельности. Например, для сухого кирпича  $\lambda = 0,35$  Вт/(м·К), для воды  $\lambda = 0,60$  Вт/(м·К), а для влажного кирпича  $\lambda = 1,0$  Вт/(м·К).

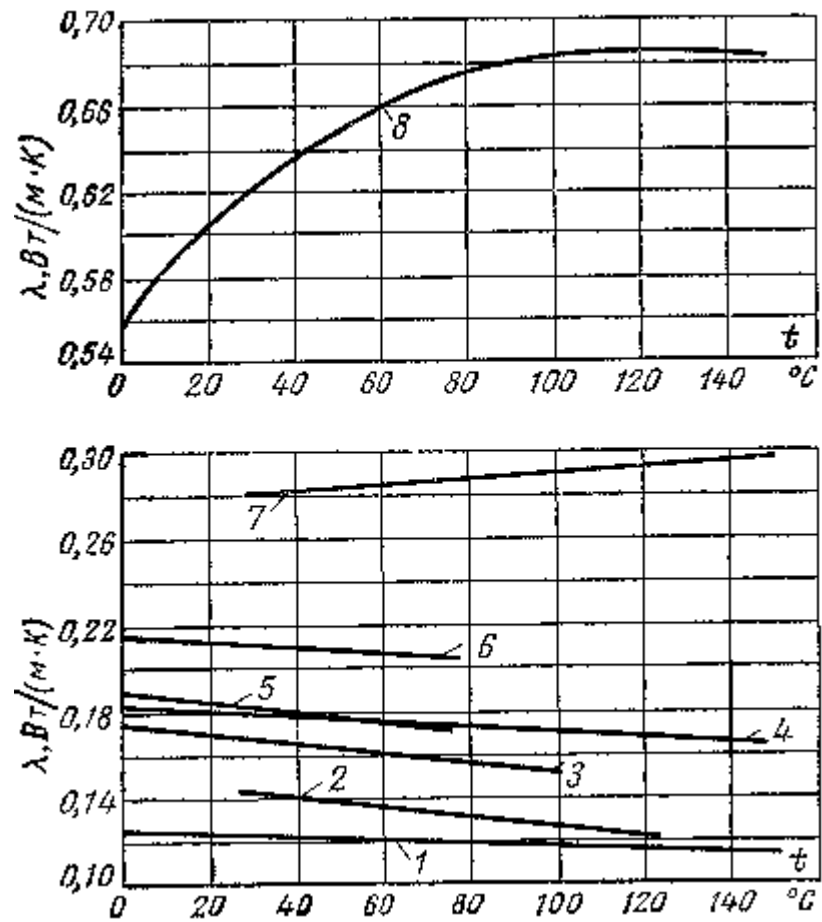


Рис. 3.6 – Коэффициенты теплопроводности различных жидкостей:  
 1 – вазелиновое масло; 2 – бензол; 3 – ацетон; 4 – касторовое масло; 5 – спирт этиловый; 6 – спирт метиловый; 7 – глицерин; 8 – вода



## Лекция 12

План лекции:

### Стационарна та нестационарна теплопровідність.

Стационарна теплопровідність через необмежену плоску стінку (безкрайню пластину). Умови стаціонарності, коефіцієнт теплопередачі, теплові опори. Розподіл температури і теплових потоків по товщині пластини при постійному і перемінному коефіцієнті теплопровідності  $\lambda$ .

### 3.4 Стационарная теплопроводность через неограниченную плоскую стенку (неограниченную пластину). Условия стационарности

Под стационарной теплопередачей часто понимается процесс переноса теплоты из одной газовой среды в другую через разделительную стенку (рис. 3.7). В теплопередаче участвуют все способы переноса теплоты. Теплота от газа внутри печи с температурой  $t_{гв}$  передается кладке с температурой  $t_{св}$  излучением и конвекцией. В кладке печи теплота передается путем теплопроводности. От наружной поверхности кладки с температурой  $t_{сн}$  теплота передается в окружающую среду с температурой  $t_{гн}$  конвекцией и излучением.

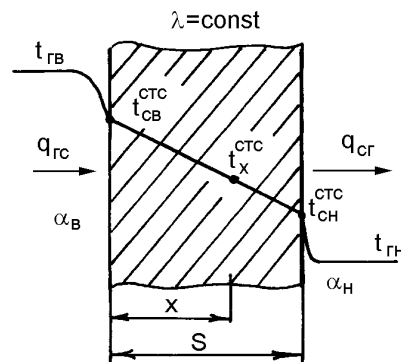


Рис. 3.7 – Условные обозначения к схеме теплопередачи в стационарном тепловом состоянии (СТС) через плоскую однослойную стенку

Признаком (условием) стационарного теплового состояния является неизменность температур во всех точках стенки во времени, т.е. в СТС производная  $dt^{стс}/dt$  равна 0. Математическое условие СТС для стенки с одномерным температурным полем, когда  $t_x = f(x)$ , можно выразить и в виде

$$Q_{пр} = Q_{yx} = Q_x = Q,$$

т.е. тепловой поток через любую поверхность кладки  $Q_x = q_x \cdot F_x$  один и тот же. В СТС сколько кладка получает теплоты от газа внутри печи, столько же она отдает окружающей среде.

Используя закон Фурье для расчета теплового потока через бесконечную плоскую стенку, имеем

$$Q_x = -\lambda_x \cdot \frac{dt_x}{dx} \cdot F_x.$$

Для пластины  $F_x = \text{const} = F_{\text{пл}}$ . Если допустить, что  $\lambda$  не зависит от температуры, то из уравнения следует: температурный градиент в плоской стенке при  $\lambda_x = \text{const}$  является также постоянной величиной, тогда температура в стенке будет изменяться по закону прямой линии (рис. 3.7). При известных температурах  $t_{\text{св}}$  и  $t_{\text{сн}}$  температурный градиент будет

$$\frac{dt_x}{dx} = -\frac{t_{\text{сн}} - t_{\text{св}}}{S}.$$

Тепловой поток в СТС, который передается через стенку, определится по формуле:

$$Q = \lambda \cdot \frac{t_{\text{св}} - t_{\text{сн}}}{S} \cdot F_{\text{пл}}.$$

### 3.4.1 Тепловая проводимость, тепловые сопротивления

Формуле для теплового потока придадим вид, аналогичный хорошо известному из электротехники закону Ома

$$Q = \frac{t_{\text{св}} - t_{\text{сн}}}{\frac{S}{\lambda \cdot F_{\text{пл}}}}.$$

Знаменатель по смыслу аналогичен электрическому сопротивлению и потому его назвали тепловым сопротивлением для плоской стенки

$$R_{\text{тс}} = \frac{S}{\lambda \cdot F_{\text{пл}}}.$$

Окончательно получим

$$Q = \frac{t_{\text{св}} - t_{\text{сн}}}{R_{\text{тс}}}.$$

Часто в литературе под тепловым сопротивлением понимают отношение  $S / \lambda$ . Обратное отношение ( $\lambda / S$ ) называют тепловой проводимостью стенки. Следует отметить, что тепловая проводимость имеет размерность коэффициента теплоотдачи.

### 3.5 Распределение температуры и тепловых потоков по толщине пластины при постоянном и переменном коэффициенте теплопроводности $\lambda$

Коэффициент теплопроводности большинства веществ зависит от температуры. Эту связь определяется из опыта. Так, в газах с повышением температуры увеличивается скорость молекул и, вследствие этого, увеличивается теплопроводность газов. В жидкостях с увеличением температуры связи ме-

жду молекулами ослабевают и теплопроводность уменьшается. В твердых телах с повышением температуры коэффициент теплопроводности может как увеличиваться (например, в пористых телах из-за увеличения доли теплоты, передаваемой излучением в порах), так и уменьшаться (например, чистые металлы). В сталях зависимость теплопроводности от температуры имеет сложный характер и связана с уровнем легирования сталей и структурными превращениями.

Поскольку коэффициент теплопроводности зависит от температуры, то он зависит и от координаты. В этих условиях температурный градиент также будет зависеть от координаты:  $\frac{dt_x}{dx} = \frac{q_x}{\lambda(x)} = f(x)$ , т.к. плотность теплового

потока по толщине пластины одна и та же и не зависит от координаты ( $q_x = \text{const}$ ). Чем меньше величина  $\lambda$ , тем больше величина температурного градиента и тем больше крутизна температурной кривой. Следовательно, температура в плоской стенке изменяется по криволинейному закону (рис. 3.8).

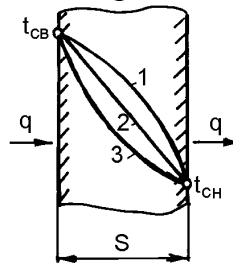


Рис. 3.8 – Распределение температур в плоской стенке при  $\lambda = f(t)$ :  
1 -  $t \uparrow \lambda \uparrow$ ; 2 -  $t \uparrow \lambda = \text{const}$ ; 3 -  $t \uparrow \lambda \downarrow$

### 3.6 Стационарная теплопередача через неограниченную плоскую стенку. Коэффициент теплопередачи

Теплопередача через стенку определится из системы трех уравнений:

$$Q_{\text{ГС}} = \alpha_{\text{в}} \cdot (t_{\text{ГВ}} - t_{\text{СВ}}) \cdot F_{\text{в}},$$

$$Q_{\text{СТ}} = \frac{t_{\text{СВ}} - t_{\text{СН}}}{R_{\text{ТС}}},$$

$$Q_{\text{СТ}} = \alpha_{\text{н}} \cdot (t_{\text{СН}} - t_{\text{ГН}}) \cdot F_{\text{н}},$$

где  $\alpha_{\text{в}}$  – коэффициент теплоотдачи от левой поверхности, например, внутри печи;  $\alpha_{\text{н}}$  – коэффициент теплоотдачи от правой поверхности, например, от

наружной поверхности кладки в окружающую среду;  $R_{\text{ТС}} = \sum_{i=1}^n \frac{S_i}{\lambda_i \cdot F_{\text{пл}}}$  – тепловое сопротивление многослойной стенки.

Для исключения неизвестных температур  $t_{\text{СВ}}$  и  $t_{\text{СН}}$  при заданных температурах  $t_{\text{ГВ}}$  и  $t_{\text{ГН}}$  уравнения представим в виде:

$$\frac{Q_{\text{ГС}}}{\alpha_{\text{в}} \cdot F_{\text{в}}} = t_{\text{ГВ}} - t_{\text{СВ}}, \quad (\text{a})$$

$$Q_{\text{СТ}} \cdot R_{\text{ТС}} = t_{\text{СВ}} - t_{\text{СН}}, \quad (\text{б})$$

$$\frac{Q_{\text{СГ}}}{\alpha_{\text{Н}} \cdot F_{\text{Н}}} = t_{\text{СН}} - t_{\text{ГН}}. \quad (\text{в})$$

Суммируя три уравнения и учитывая, что в СТС  $Q_{\text{Гс}} = Q_{\text{СТ}} = Q_{\text{СГ}} = Q$ , получим

$$Q = \frac{t_{\text{ГВ}} - t_{\text{ГН}}}{\frac{1}{\alpha_{\text{В}} \cdot F_{\text{В}}} + R_{\text{ТС}} + \frac{1}{\alpha_{\text{Н}} \cdot F_{\text{Н}}}}.$$

По смыслу слагаемое  $\frac{1}{\alpha_{\text{В}} \cdot F_{\text{В}}}$  представляет тепловое сопротивление при передаче теплоты от газа к стенке и обозначается  $R_{\text{Гс}}$  [К/Вт], а слагаемое  $\frac{1}{\alpha_{\text{Н}} \cdot F_{\text{Н}}}$  – тепловое сопротивление при передаче теплоты от стенки в окружающую среду (воздух) и обозначается  $R_{\text{СГ}}$ . Формулу представим в виде закона Ома для последовательной цепи

$$Q = \frac{t_{\text{ГВ}} - t_{\text{ГН}}}{R_{\text{Гс}} + R_{\text{ТС}} + R_{\text{СГ}}}.$$

Неизвестные температуры внутренней и наружной поверхностей стенки  $t_{\text{СВ}}$  и  $t_{\text{СН}}$  определяются из уравнений (а) и (в) по известному значению  $Q$ :

$$t_{\text{СВ}} = t_{\text{ГВ}} - Q \cdot R_{\text{Гс}}, \quad (\text{г})$$

$$t_{\text{СН}} = t_{\text{ГН}} + Q \cdot R_{\text{СГ}}. \quad (\text{д})$$

Для расчета температур на стыке слоев многослойной стенки используется универсальная формула для расчета  $Q$ : "теплопередача в СТС равна разности двух известных температур  $t_1 - t_2$  на поверхностях  $F_1$  и  $F_2$ , деленной на сумму тепловых сопротивлений между этими поверхностями  $R_{\text{Т12}}$ "

$$Q = \frac{t_1 - t_2}{R_{\text{Т12}}}.$$

Расчет теплопередачи через плоскую стенку удобно вести по формуле:

$$Q = k_{\text{Т}} \cdot F_{\text{пл}} \cdot (t_{\text{ГВ}} - t_{\text{ГН}}),$$

где  $k_{\text{Т}}$  называется коэффициентом теплопередачи [Вт/(м<sup>2</sup>·К)].

Коэффициент теплопередачи определяется в виде

$$k_{\text{Т}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\text{В}}} + \frac{S}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_{\text{Н}}}}.$$

Коэффициент теплопередачи имеет ту же размерность, что и коэффициент теплоотдачи.

## Лекция 13

План лекции:

### Стаціонарна та нестаціонарна теплопровідність.

Стаціонарна теплопровідність через плоску двохшарову стінку. Стаціонарна теплопровідність через циліндричну стінку. Стаціонарна теплопровідність через сферичну стінку. Основні поняття про нестаціонарну теплопровідність.

### 3.7 Стаціонарна теплопровідність через плоскую двухслойную стенку

Для уменьшения тепловых потерь через кладку ее выполняют многослойной. В печах прокатного производства число слоев чаще всего равно 2 (рис. 3.9). Внутренний слой кладки с толщиной  $S_1$  и коэффициентом теплопроводности  $\lambda_1$  выкладывают из огнеупоров, способных выдерживать высокие температуры в печи (хромомгнезит, магнезит, динас, шамот). Наружный слой с толщиной  $S_2$  с целью увеличения теплового сопротивления кладки выкладывают из теплоизоляционного кирпича с  $\lambda_2 < \lambda_1$ . Тепловое сопротивление многослойной плоской стенки определяется по формуле:

$$R_{\text{тс}} = \sum_{i=1}^n \frac{S_i}{\lambda_i \cdot F_{\text{пл}}}, \quad (\text{A})$$

где, в частном случае, для двухслойной стенки  $n = 2$ .

Теплопередача через многослойную плоскую стенку определится по той же формуле, что и для однослойной стенки:

$$Q = \frac{t_{\text{св}} - t_{\text{сн}}}{R_{\text{тс}}}$$

с учетом (A). Распределение температур в двухслойной плоской стенке при  $\lambda_i = \text{const}$  представлено на рис. 3.9. Поскольку  $q_x = \text{const}$ , то большему значению  $\lambda$  отвечает меньший температурный градиент и наоборот.

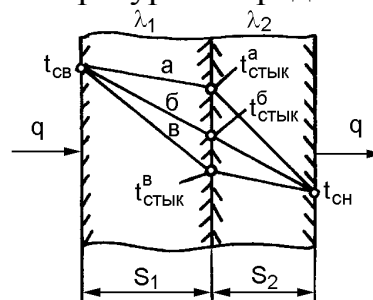


Рис. 3.9 – Распределение температур в 2-х слойной плоской стенке:

а -  $\lambda_1 > \lambda_2$ ; б -  $\lambda_1 = \lambda_2$ ; в -  $\lambda_1 < \lambda_2$

### 3.8 Стаціонарна теплопровідність через циліндрическую и сферическую стенку

Формула (Б) справедлива для стенки любой формы с  $F_{\text{н}} \neq F_{\text{в}}$ , если в формуле вместо  $F_{\text{пл}}$  использовать усредненную поверхность стенки  $F_{\text{ср}}$ . Досто-

верное значение  $F_{\text{ср}}$ , определенное интегральным путем, для цилиндрической стенки имеет вид

$$F_{\text{ср}} = \frac{F_{\text{н}} - F_{\text{в}}}{\ln(F_{\text{н}}/F_{\text{в}})},$$

а для шаровой стенки

$$F_{\text{ср}} = \sqrt{F_{\text{н}} \cdot F_{\text{в}}}.$$

Плотность теплового потока  $q_r = Q / F_r = \text{const} / F_r$  и температурный градиент в цилиндрической и шаровой стенке являются функцией текущего радиуса  $r$  и потому температура в стенке изменяется по кривой (рис. 3.10). Максимальные значения  $q$  и  $dt_r/dr$  достигаются на внутренней поверхности стенки, минимальные значения – на наружной поверхности стенки как при передаче теплоты изнутри наружу, так и при передаче теплоты снаружи внутрь.

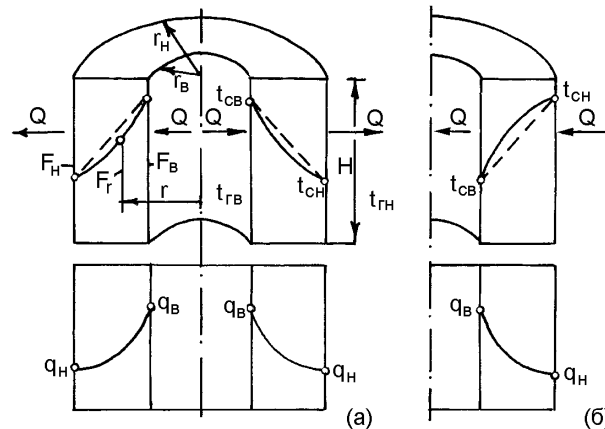


Рис. 3.10 – Распределение температур и плотностей тепловых потоков в однослойной цилиндрической стенке при передаче теплоты наружу (а) и снаружи (б)

### 3.9 Стационарная теплопередача через цилиндрическую и сферическую стенку

Тепловое сопротивление многослойной стенки любой формы определится по универсальной формуле:

$$R_{\text{тс}} = \sum_{i=1}^n \frac{S_i}{\lambda_i \cdot F_i},$$

где  $\lambda_i$  – средний коэффициент теплопроводности по толщине  $i$ -го слоя;  $F_i$  – средняя площадь  $i$ -го слоя стенки, определяемая для цилиндрической и шаровой стенок по формулам (Б) и (В), соответственно

$$F_i = \frac{F_{i\text{н}} - F_{i\text{в}}}{\ln(F_{i\text{н}}/F_{i\text{в}})}, \quad (\text{Б})$$

а для шаровой стенки

$$F_i = \sqrt{F_{i\text{н}} \cdot F_{i\text{в}}}. \quad (\text{В})$$

Здесь  $F_{\text{иН}}$  и  $F_{\text{иВ}}$  – площадь наружной и внутренней поверхности  $i$ -го слоя стенки.

Тепловой поток для цилиндрической и сферической стенки определяется по стандартной формуле, совпадающей с формулой для плоской стенки

$$Q = \frac{t_{\text{гВ}} - t_{\text{гН}}}{\frac{1}{\alpha_{\text{В}} \cdot F_{\text{В}}} + R_{\text{тс}} + \frac{1}{\alpha_{\text{Н}} \cdot F_{\text{Н}}}}.$$

### **3.10 Нестационарная теплопроводность**

К нестационарной теплопроводности относятся процессы нагрева и охлаждения тел. Это процессы изменения температурного поля во времени. Причем, эти процессы могут сочетаться с одновременным изменением температуры в объеме тела.

Считается, что при нагреве тело получает теплоту от внешнего теплового источника посредством конвекции и излучения, а при охлаждении отдает теплоту окружающим телам. В принципе, процесс охлаждения может рассматриваться как процесс нагрева, но с отрицательным тепловым потоком на границе тела.

## Лекция 14

План лекции:

**Термічно тонкі та масивні тіла. Характеристики. Нагрівання тіл різної масивності.**

Поняття про термічно тонкі і масивні тіла (Т.Т.Т. и Т.М.Т.). Числа Біо, Старка. Рівняння балансу тепла для тіла, що нагрівається. Швидкість нагрівання і фактори, від яких вона залежить, вплив форми тіла на швидкість нагрівання.

### **3.11 Понятие про термически тонкие и массивные тела (Т.Т.Т. и Т.М.Т.)**

В инженерной теории нагрева все тела условно делятся на термически тонкие (Т.Т.Т.) и термически массивные (Т.М.Т.). К термически тонким относятся те тела, в которых возникающий перепад температуры по сечению ничтожно мал. Термически массивные тела характеризуются значительным перепадом температур. Обычно по сечению тела выделяют три главные температуры: температура центра –  $t_c$ ; температура поверхности –  $t_n$  и средне-массовую температуру, определяемую по формуле

$$\bar{t}_m = \frac{1}{V} \cdot \int_V t \cdot dV,$$

где  $V$  – объем тела;  $t$  – текущая температура по сечению тела.

В термически тонких телах все три главные температуры равны между собой.

Идеально тонкими и идеально массивными называются тела, имеющие коэффициент теплопроводности соответственно  $\lambda = \infty$  и  $\lambda = 0$ . В расчетах нагрева тела относят к тонким или массивным в зависимости от числа Био (при нагреве конвекцией) и числа Старка (при нагреве излучением)

$$Bi = \frac{\alpha \cdot R}{\lambda} \text{ и } Sk = \frac{\sigma \cdot R \cdot T_d^3}{\lambda}.$$

Если  $Bi \leq 0,25$ , то тело считается тонким, при  $Bi \geq 0,5$  – массивным, а при  $0,25 < Bi < 0,5$  – либо тем, либо другим, в зависимости от требуемой точности расчета.

При нагреве тела одновременно излучением и конвекцией область тонких тел определяют по выражению  $Sk/0,15 + Bi/0,5 < 1,0$ . При значении  $Bi > 0,5$ ;  $Sk > 0,15$  и  $Sk/0,15 + Bi/0,5 > 1,0$  тело считают массивным.

Расчет нагрева и охлаждения тонких тел можно вести по закону конвекции, по закону излучения и с отдельным учетом конвекции и излучения.

Инженерные расчеты нагрева и охлаждения массивных тел ведут, в основном, по закону конвекции. При расчете по закону конвекции общий коэффициент теплоотдачи излучением и конвекцией определяют по формуле

$$\alpha = \alpha_{\text{изл}} + \alpha_{\text{конв}},$$

где  $\alpha_{\text{конв}}$  – коэффициент теплоотдачи конвекцией,  $\alpha_{\text{изл}}$  – коэффициент теплоотдачи излучением, определяемый из выражения



$$\alpha_{\text{изл}} = \sigma \cdot \frac{(t_{\Gamma} + 273)^4 - (t_{\text{М}} + 273)^4}{t_{\Gamma} - t_{\text{М}}}.$$

### **3.12 Уравнение баланса теплоты для нагреваемого тела. Скорость нагрева и факторы, от которых она зависит, влияние формы тела на скорость нагрева**

Расчет нагрева Т.Т.Т. ведется на основе элементарного теплового баланса

$$q \cdot F \cdot dt = m \cdot c \cdot dt,$$

где  $F$ ,  $m$ ,  $c$ ,  $t$  – площадь обогреваемой поверхности, масса и удельная теплоемкость тела и средняя по массе температура тела.

Левая часть уравнения представляет собой приход теплоты на поверхность тела конвекцией или излучением, а правая – усвоенное количество теплоты. Отсюда можно выразить скорость нагрева

$$\frac{dt}{dt} = \frac{q \cdot F}{m \cdot c}.$$

Здесь отношение  $m / F$  называется массовой нагрузкой нагреваемого тела. Для простейших форм тела (бесконечная по площади пластина толщиной  $R$ , бесконечно длинный цилиндр радиусом  $R$  и шар, радиусом  $R$ ) имеем:

$$\frac{m}{F} = \frac{R \cdot \rho}{k_1},$$

где  $\rho$  – плотность тела;  $k_1$  – коэффициент формы тела (для пластины  $k_1 = 1$ , для цилиндра  $k_1 = 2$  и для шара  $k_1 = 3$ ).

Тогда выражение для скорости нагрева запишется в виде

$$\frac{dt}{dt} = \frac{q \cdot k_1}{R \cdot \rho \cdot c}.$$

Отсюда следует, что скорость нагрева пропорциональна коэффициенту формы тела, приходу теплоты и обратно пропорциональна теплоемкости и толщине тела.

## Лекция 15

План лекции:

**Термічно тонкі та масивні тіла. Характеристики. Нагрівання тіл різної масивності.**

Теорія нагрівання. Режими нагрівання. Нагрівання Т.Т.Т. Нагрівання Т.М.Т. Поняття про інерційний і регулярний періоди нагрівання.

### **3.13 Теория нагрева. Режимы нагрева. Нагрев Т.Т.Т. при постоянной плотности теплового потока на его поверхности ( $q_{\text{пов}} = \text{const}$ ) и при постоянной температуре источника теплоты ( $t_d = \text{const}$ )**

В теории нагрева рассматриваются нестационарные процессы теплопроводности при нагреве и охлаждении тел под действием внешних тепловых потоков. В зависимости от условий формирования внешних тепловых потоков выделяют температурные и тепловые режимы нагрева тел.

Важнейшие режимы нагрева следующие:

- а) при постоянном тепловом потоке на поверхности тела ( $q_{\text{пов}} = \text{const}$ );
- б) при постоянной температуре дыма ( $t_d = \text{const}$ ).

Рассмотрим эти режимы.

а) В случае постоянства теплового потока выражение для температуры металла в процессе нагрева получается путем интегрирования выражения для скорости нагрева и запишется в виде:

$$t = t_0 + \frac{q \cdot \kappa_1}{R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau.$$

Если известно конечная температура нагрева, то общее время нагрева определяется по формуле:

$$\tau_k = \frac{t_k - t_0}{\frac{q \cdot \kappa_1}{R \cdot \rho \cdot c}} = \frac{R \cdot \rho \cdot \Delta i}{q \cdot \kappa_1},$$

где  $\Delta i = (t_k - t_0) \cdot c$  – изменение энтальпии тела.

Таким образом, при постоянном тепловом потоке температура тела изменяется в процессе нагрева по линейному закону.

б) Рассмотрим нагрев при постоянной температуре дымовых газов и при конвективном теплообмене на поверхности тела.

Выражение для скорости нагрева тонкого тела имеет вид:

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{\alpha(t_d - t) \cdot \kappa_1}{R \cdot \rho \cdot c}.$$

После разделения переменных и интегрирования получаем закон изменения температуры тела во времени

$$t = t_d - (t_d - t_0) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot \kappa_1}{R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau\right).$$

Таким образом, при постоянной температуре дымовых газов и при конвективном теплообмене на поверхности тела температура тела изменяется в процессе нагрева по экспоненциальному закону.

Если известна температура тела в конце нагрева, то время нагрева определится по формуле:

$$\tau_k = \frac{R \cdot \rho \cdot c}{\alpha \cdot \kappa_1} \cdot \ln \frac{t_d - t_0}{t_d - t_k}.$$

Если в выражении для температуры тела левую и правую часть умножить на  $\alpha$ , то получим закон изменения теплового потока во времени

$$q = \alpha \cdot (t_d - t_0) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot \kappa_1}{R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau\right) = q_0 \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot \kappa_1}{R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau\right).$$

Отсюда следует, что при  $\tau = 0$  тепловой поток максимальный, а при  $\tau = \tau_k$  тепловой поток минимальный. Средняя плотность теплового потока за время нагрева при постоянной температуре дымовых газов и при конвективном теплообмене на поверхности тела устанавливается из среднеарифметического усреднения

$$\bar{q} = \frac{q_0 - q_k}{\ln(q_0/q_k)},$$

где  $q_0 = \alpha \cdot (t_d - t_0)$  и  $q_k = \alpha \cdot (t_d - t_k)$  – плотность теплового потока в начале и в конце нагрева, соответственно.

С использованием понятия о среднеарифметической плотности теплового потока время нагрева определяется по формуле, аналогичной для режима  $q_{\text{пов}} = \text{const}$ .

$$\tau_k = \frac{R \cdot \rho \cdot \Delta i}{\bar{q} \cdot \kappa_1}.$$

### **3.14 Понятие про инерционный и регулярный режимы нагрева**

Понятия про инерционный и регулярный режимы нагрева возникли при анализе задач нагрева термически массивных тел с использованием приближенных аналитических методов. Основные допущения принимаемые в приближенных методах базируются на инженерной модели теплопроводности. Так, при нагреве массивных тел можно принять, что тепловая волна (тепловой поток) имеет не бесконечную (в соответствии с законом Фурье), а конечную скорость распространения. Время, в течение которого первая тепловая волна с границы тела достигнет самой удаленной точки тела называется временем инерционного периода. По истечении времени инерционного периода наступает регулярный режим нагрева, при котором нагрев различных точек тела подчиняется общим законам.

### 3.15 Метод тепловой диаграммы И.Д. Семикина. Нагрев Т.М.Т. при $q_{пов} = const$ . Температурные и тепловые диаграммы нагрева Т.М.Т.

В основу метода тепловой диаграммы положено составление теплого баланса для нагреваемого тела за некоторый промежуток времени  $d\tau$ , точно также как это делалось для термически тонкого тела:

$$q_{п} \cdot F \cdot d\tau = m \cdot c \cdot d\bar{t}_m,$$

где  $q_{п}$  – плотность теплового потока на поверхности тела;  $F$ ,  $m$ ,  $c$ ,  $\bar{t}_m$  – площадь обогреваемой поверхности, масса и удельная теплоемкость тела и средняя по массе температура тела.

В балансе теплоты фигурирует среднемассовая температура. Тепловой поток на поверхности тела и скорость нагрева любой точки по сечению тела в течение этого промежутка времени принимаются постоянными. Это строго соблюдается только для регулярного режима нагрева, поэтому и закономерности метода относятся к регулярному режиму нагрева. Таким образом, к недостатку метода можно отнести отсутствие возможности расчет температуры в инерционный период нагрева. Для тел простейшей формы (пластина, цилиндр, шар) уравнение теплопроводности для регулярного режима нагрева (с учетом  $\partial t / \partial \tau = const$ ) имеет вид

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = const.$$

После интегрирования этого уравнения от 0 до  $x$  имеем закон распределения температуры по сечению тела в регулярном режиме нагрева

$$t = t_c + \Delta t \cdot \left(\frac{x}{R}\right)^2,$$

где  $R$  – толщина тела;  $\Delta t = t_{п} - t_c$  – перепад температур по сечению.

Исходя из определения среднемассовой температуры

$$\bar{t}_m = \frac{1}{V} \cdot \int_V t \cdot dV = \frac{1}{V} \cdot \int_V \left[ t_c + \Delta t \cdot \left(\frac{x}{R}\right)^2 \right] \cdot dV,$$

где  $V$  – объем тела (пластина:  $V = R \cdot F$ ; цилиндр –  $V = \pi \cdot R^2 \cdot L$ ; шар –  $V = (4/3) \cdot \pi \cdot R^3$ );  $F$  – площадь поверхности бесконечной пластины;  $L$  – длина бесконечного цилиндра, можно найти связь среднемассовой температуры с остальными важнейшими температурами

$$\bar{t}_m = t_c + \frac{\Delta t}{\kappa_3},$$

где  $\kappa_3 = (\kappa_1 + 2) / \kappa_1$  – коэффициент усреднения температур по сечению тела: пластина –  $\kappa_3 = 3$ ; цилиндр –  $\kappa_3 = 2$ ; шар –  $\kappa_3 = 5/3$ .

Отсюда выражаем  $t_c$  и  $t_{п}$  через  $\bar{t}_m$ :

$$t_c = \bar{t}_m - \frac{\Delta t}{\kappa_3} \text{ и } t_{п} = t_c + \Delta t = \bar{t}_m + \frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_3} \cdot \Delta t.$$

Перепад температур по сечению тела определяется через тепловой поток на поверхности тела. Эта связь определяется из закона Фурье

$$q(x) = \lambda \cdot \frac{dt}{dx} = \lambda \cdot \frac{d \left[ t_c + \Delta t \cdot \left( \frac{x}{R} \right)^2 \right]}{dx} = \frac{2 \cdot \lambda \cdot x \cdot \Delta t}{R^2}.$$

При  $x = 0$  имеем  $q(0) = 0$ , а при  $x = R$  поверхностный тепловой поток:  $q_{\text{п}} = q(R) = 2 \cdot \lambda \cdot \Delta t / R$ .

Средняя плотность теплового потока по толщине тела определится по формуле

$$\bar{q}_x = \frac{1}{R} \cdot \int_0^R q(x) dx = \frac{1}{R} \cdot \int_0^R \frac{2 \cdot \lambda \cdot x \cdot \Delta t}{R^2} dx = \frac{\lambda \cdot \Delta t}{R}.$$

Следовательно,  $\bar{q}_x = \frac{q_{\text{п}}}{2}$ . Таким образом, тепловой поток на поверхности в 2 раза больше среднего по сечению теплового потока. Если режим нагрева отличается от нагрева с постоянным тепловым потоком, то средний тепловой поток равен

$$\bar{q}_x = \frac{q_{\text{п}}}{\kappa_2},$$

где  $\kappa_2$  – коэффициент усреднения теплового потока, зависящий от условий нагрева.

Из выражения для поверхностного теплового потока можно выразить перепад температуры

$$\Delta t = \frac{q_{\text{п}} \cdot R}{\kappa_2 \cdot \lambda}.$$

Если проинтегрировать уравнение теплового баланса при  $q_{\text{п}} = \text{const}$ , то получим линейный закон изменения среднemasсовой температуры во времени

$$\bar{t}_m = \bar{t}_{m0} + \frac{q_{\text{п}} \cdot \kappa_1}{R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau = \bar{t}_{m0} + \kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot \Delta t \cdot Fo,$$

где  $\bar{t}_{m0}$  – начальная среднemasсовая температура тела;  $Fo = a \cdot \tau / R^2$  – число подобия Фурье, имеющее смысл безразмерного времени нагрева;  $a = \lambda / (\rho \cdot c)$  – коэффициент температуропроводности.

Поскольку температуры центра и поверхности жестко связаны со среднemasсовой температурой, то они тоже изменяются по линейному закону. Например,  $t_c$ :

$$\begin{aligned} t_c &= \bar{t}_m - \frac{\Delta t}{\kappa_3} = \bar{t}_{m0} + \frac{q_{\text{п}} \cdot \kappa_1}{R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau - \frac{\Delta t}{\kappa_3} = \bar{t}_{m0} + \kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot \Delta t \cdot Fo - \frac{\Delta t}{\kappa_3} \\ &= \bar{t}_{m0} + \Delta t \cdot \left( \frac{\kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot \kappa_3 \cdot Fo - 1}{\kappa_3} \right) = \bar{t}_{m0} + \Delta t \cdot \left( \frac{\kappa_4 \cdot Fo - 1}{\kappa_3} \right), \end{aligned}$$

где  $k_4 = k_1 \cdot k_2 \cdot k_3$  – коэффициент инерции. Для пластины  $k_4 = 6$ , для цилиндра  $k_4 = 8$ , для шара  $k_4 = 10$ .

Из этого уравнения можно определить длительность инерционного периода нагрева, приняв, что температура центра начинает изменяться в конце периода, т.е.  $t_c = \bar{t}_{m0}$ . Тогда

$$Fo' = \frac{1}{k_4} \quad \text{или} \quad \tau' = \frac{R^2}{k_4 \cdot a}$$

Результат решения задач нагрева массивных тел согласно методу тепловой диаграммы удобно представлять в виде температурной и тепловой диаграмм. Например, для описанной выше задачи при  $q_{п} = \text{const}$  диаграммы представлены на рис. 3.11.

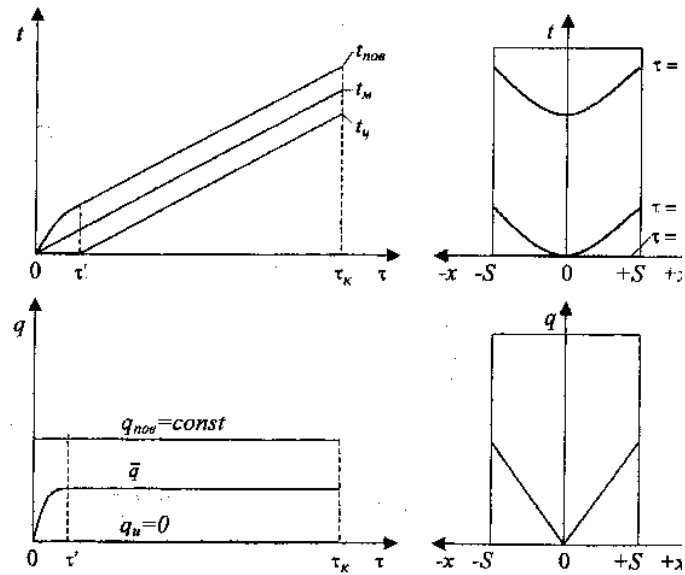


Рис. 3.11 – Температурная и тепловая диаграммы нагрева массивных тел при  $q_{п} = \text{const}$

Диаграмма состоит из 4-х графиков. Вверху два графика изменения температур во времени и по сечению тела, а внизу аналогичные графики изменения теплового потока. Можно заметить, что важнейшие температуры изменяются во времени по линейному закону начиная с момента  $\tau'$ . По сечению температуры изменяются по параболическому закону. График изменения теплового потока во времени показывает фактическую картину по теплпоглощению телом теплоты – в данном случае в любой момент времени тело поглощает одно и тоже количество теплоты. Тепловой поток по сечению тела изменяется по линейному закону.

### 3.16 Нагрев Т.М.Т. при $t_d = \text{const}$

Нагрев Т.М.Т. при  $t_d = \text{const}$  и при постоянном значении коэффициента теплоотдачи можно вести по тем же формулам, которые получены при расчетах нагрева Т.Т.Т., но с поправкой на массивность –  $m$ . Например, изменение среднемассовой температуры во времени определяется выражением

$$\bar{t}_M = t_d - (t_d - \bar{t}_{M0}) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot K_1}{m \cdot R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau\right).$$

Изменение температуры поверхности тела во времени находится из очевидного равенства

$$\frac{\alpha}{m} \cdot (t_d - \bar{t}_M) = \alpha \cdot (t_d - t_{\text{пов}}).$$

Отсюда

$$t_{\text{пов}} = t_d - \frac{1}{m} \cdot (t_d - \bar{t}_M) = t_d - \frac{1}{m} \cdot (t_d - \bar{t}_{M0}) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot K_1}{m \cdot R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau\right).$$

Также очевидными являются закон изменения плотности теплового потока во времени

$$q_{\text{п}} = \frac{\alpha}{m} \cdot (t_d - \bar{t}_{M0}) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot K_1}{m \cdot R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau\right),$$

перепада температур по сечению во времени

$$\Delta t = \frac{q_{\text{п}} \cdot R}{\kappa_2 \cdot \lambda} = \frac{\alpha \cdot R}{m \cdot \kappa_2 \cdot \lambda} \cdot (t_d - \bar{t}_{M0}) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot K_1}{m \cdot R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau\right)$$

и температуры центра во времени

$$t_c = t_{\text{пов}} - \Delta t = t_d - \frac{1}{m} \cdot \left(1 + \frac{\alpha \cdot R}{\kappa_2 \cdot \lambda}\right) \cdot (t_d - \bar{t}_{M0}) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot K_1}{m \cdot R \cdot \rho \cdot c} \cdot \tau\right).$$

Температурная и тепловая диаграммы нагрева массивных тел при  $t_d = \text{const}$  приведена на рис. 3.12. Можно заметить, что важнейшие температуры увеличиваются во времени по закону затухающей экспоненты, приближаясь в пределе к температуре дыма. Тепловой поток имеет максимум в начальный момент времени и далее падает по закону затухающей экспоненты. По сечению тела тепловой поток изменяется по сложному закону.

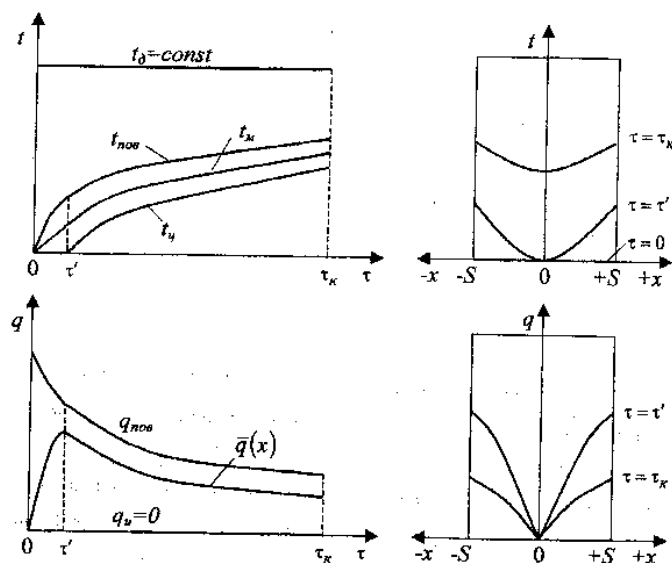


Рис. 3.12 – Температурная и тепловая диаграммы нагрева массивных тел при  $t_d = \text{const}$

### 3.17 Нагрев Т.М.Т. при $t_{пов} = const$

Найдем изменение во времени важнейших температур в режиме  $t_{пов} = const$ .

Выразим тепловой поток на поверхности тела через перепад температуры по сечению по найденному ранее соотношению

$$q_{п} = \frac{\Delta t \cdot \kappa_2 \cdot \lambda}{R},$$

а перепад температур выразим через температуру поверхности и среднемассовую температуры также из найденных ранее соотношений

$$\Delta t = (t_{п} - \bar{t}_m) \cdot \frac{\kappa_3}{\kappa_3 - 1}.$$

Подставив тепловой поток, выраженный через температуры, в общее уравнение теплового баланса с учетом того, что  $m/F = R \cdot \rho / \kappa_1$ , получим тепловой баланс в виде

$$(t_{п} - \bar{t}_m) \cdot \frac{\kappa_3}{\kappa_3 - 1} \cdot \frac{\kappa_2 \cdot \lambda}{R} \cdot d\tau = \frac{R \cdot \rho}{\kappa_1} \cdot c \cdot d\bar{t}_m.$$

После разделения переменных и интегрирования получим закон изменения среднемассовой температуры во времени

$$\bar{t}_m = t_{п} - (t_{п} - \bar{t}_{m0}) \cdot \exp\left(-\frac{a \cdot \kappa_4}{R^2 \cdot (\kappa_3 - 1)} \cdot \tau\right).$$

Аналогично находятся зависимости температуры центра и теплового потока от времени.

Температурная и тепловая диаграммы нагрева массивных тел при  $t_{пов} = const$  приведена на рис. 3.13. Можно заметить, что среднемассовая температура и температура центра увеличиваются во времени по закону затухающей экспоненты, приближаясь в пределе к температуре поверхности тела. Тепловой поток имеет максимум в начальный момент времени и далее падает по закону затухающей экспоненты. По сечению тела тепловой поток изменяет по сложному закону.

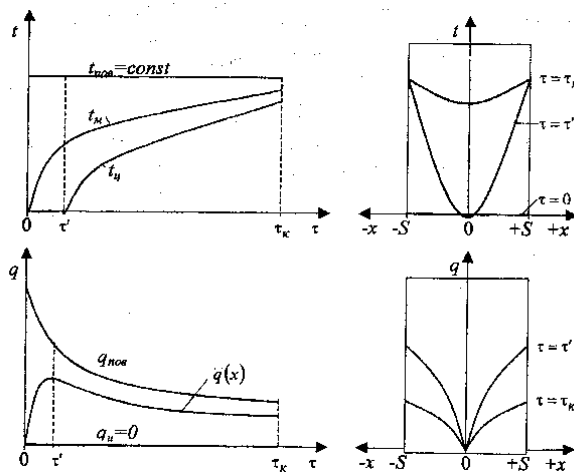


Рис. 3.13 – Температурная и тепловая диаграммы нагрева массивных тел при  $t_{пов} = const$



## Лекция 16

План лекции:

**Термічно тонкі та масивні тіла. Характеристики. Нагрівання тіл різної масивності.**

Основні закономірності нагрівання Т.М.Т. Граничні умови першого, другого, третього та четвертого роду.

### 3.18 Основные закономерности нагрева Т.М.Т

В отличие от нагрева термически тонких тел, когда температура тела изменялась только во времени, нагрев массивных тел сопровождается изменением температуры и во времени и в пространстве, т.е. по объему тела.

В целом нагрев тел описывается дифференциальным уравнением теплопроводности (ДУТ), которое имеет вид

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

где  $a = \lambda / (\rho \cdot c)$  – коэффициент температуропроводности, [м<sup>2</sup>/с];  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, [Вт/(м·К)];  $c$  – удельная теплоемкость, [Дж/(кг·К)];  $\rho$  – плотность тела, [кг/м<sup>3</sup>];  $x, y, z$  – пространственные переменные [м];  $\tau$  – время [с].

Данное уравнение записано в размерности скорости нагрева [К/с], но получено из уравнения теплового баланса для элементарного объема тела размерами  $dx \cdot dy \cdot dz$  при теплофизических свойствах ( $\lambda, \rho, c$ ), не зависящих от температуры. В реальности свойства зависят от температуры. Они определяются из эксперимента и приведены в справочной литературе в виде таблиц и графиков:  $\lambda = f_1(t)$ ;  $\rho = f_2(t)$ ;  $c = f_3(t)$ . Если теплофизические свойства зависят от температуры, то уравнение теплопроводности записывают в следующем виде:

$$c \cdot \rho \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial z} \right),$$

где  $c$  – удельная массовая теплоемкость, средняя в интервале температур  $\Delta t$ , [Дж/(кг·К)].

Решение уравнения теплопроводности заключается в определении температуры как функции от времени и пространства –  $t(x, y, z, \tau)$ . Но это можно сделать, если известны краевые условия, включающие в себя начальные (Н.У.) и граничные условия (Г.У.).

Н.У. показывают, как распределяется температура в теле в начальный момент времени, т.е. при  $\tau = 0$ . Наиболее распространенным является простое задание в качестве Н.У. равномерного распределения температуры по сечению тела.

#### 3.81.1 Методы расчета нагрева Т.М.Т.

Методы решения уравнения теплопроводности можно разделить на точные и приближенные. Точные методы применяются для ограниченного

класса задач и относятся к уравнению теплопроводности с постоянными теплофизическими свойствами. Сюда относятся операционный метод, методы разделения переменных и мгновенных источников. Среди приближенных методов наибольшее распространение получил метод конечных разностей. Однако этот метод затрудняет обобщение полученных результатов. Поэтому нашли применение и приближенные аналитические методы: метод тепловой диаграммы Семикина, метод мгновенного регулярного режима Гольдфарба, метод исключения переменных Вейника, метод эквивалентных источников Постольника и др.

### 3.18.2 Приближенные методы решения задач теплопроводности с точки зрения нагрева Т.Т.Т. Коэффициент массивности

Как известно, при нагреве тел конвекцией плотность теплового потока определяется законом Ньютона-Рихмана

$$q_{\text{п}} = \alpha \cdot (t_{\text{д}} - t_{\text{пов}}),$$

где  $t_{\text{пов}}$  – температура поверхности тела.

На практике удобно иметь связь теплового потока со среднемассовой температурой тела, чтобы использовать для расчета нагрева массивных тел простые соотношения найденные для термически тонких тел. Эта связь выражается в виде

$$q_{\text{п}} = \frac{\alpha}{m} \cdot (t_{\text{д}} - \bar{t}_{\text{м}}),$$

где  $m$  называется коэффициентом массивности. Его замечательное свойство в том, что он не зависит от температур дыма и металла, а определяется только условиями нагрева. Покажем это, проведя формальные преобразования.

$$m = \frac{t_{\text{д}} - \bar{t}_{\text{м}}}{t_{\text{д}} - t_{\text{пов}}} = \frac{(t_{\text{д}} - t_{\text{пов}}) + (t_{\text{пов}} - \bar{t}_{\text{м}})}{t_{\text{д}} - t_{\text{пов}}} = 1 + \frac{t_{\text{пов}} - \bar{t}_{\text{м}}}{t_{\text{д}} - t_{\text{пов}}} = 1 + \frac{t_{\text{пов}} - \bar{t}_{\text{м}}}{q_{\text{п}}} \cdot \alpha.$$

С учетом того, что  $q_{\text{п}} = \kappa_2 \cdot \lambda \cdot \Delta t / R$ , а разность  $t_{\text{п}} - \bar{t}_{\text{м}} = \frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_3} \cdot \Delta t$  можем

получить окончательное выражение для  $m$ :

$$m = 1 + \frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_2 \cdot \kappa_3} \cdot \text{Bi},$$

где  $\text{Bi} = \frac{\alpha \cdot R}{\lambda}$  – число подобия Био.

Коэффициент массивности показывает во сколько раз тепловой поток при нагреве массивного тела меньше теплового потока при нагреве термически тонкого тела.

### 3.18.3 Граничные условия первого, второго, третьего и четвертого рода

Г.У. определяют температурные или тепловые условия на поверхности тела в процессе нагрева. В настоящее время наиболее распространены гра-

ничные условия четырех родов, хотя можно выделить до 20 видов граничных условий:

Г.У. 1 рода определяют закон изменения температуры поверхности тела во времени. Например, на поверхности тела толщиной  $R$  по направлению  $x$

$$t|_{x=R} = f(\tau).$$

Г.У. 2 рода определяют закон изменения плотности теплового потока на поверхности тела во времени. Например, на поверхности тела толщиной  $R$  по направлению  $x$

$$\lambda \cdot \frac{dt}{dx} \Big|_{x=R} = q(\tau).$$

Г.У. 3 рода определяют закон изменения температуры окружающей среды –  $t_d(\tau)$  – и условий теплообмена –  $\alpha(\tau)$  и  $\sigma(\tau)$  – на поверхности тела во времени. Например, при лучисто-конвективном теплообмене на поверхности тела толщиной  $R$  по направлению  $x$

$$\lambda \cdot \frac{dt}{dx} \Big|_{x=R} = \alpha(\tau) \cdot [t_d(\tau) - t] + \sigma(\tau) \cdot [T_d(\tau)^4 - T^4].$$

Г.У. 4 рода состоят в задании на границе двух идеально соприкасающихся тел непрерывности температур и тепловых потоков. Например, на границе тел в точке с координатой  $R$  по направлению  $x$

$$t_1|_{x=R} = t_2|_{x=R}; \lambda_1 \cdot \frac{dt_1}{dx} \Big|_{x=R} = \lambda_2 \cdot \frac{dt_2}{dx} \Big|_{x=R}.$$

## Модуль 4

### Лекция 17

План лекции:

**Конвекція. Закон Ньютона-Рихмана.**

Конвекція. Загальні поняття, параметри, визначення. Конвекційний перенос теплоти потоком рідини або газу. Сутність процесу конвекційної тепловіддачі. Закон Ньютона-Рихмана для конвекційної тепловіддачі. Коефіцієнт конвекційної тепловіддачі. Схеми прикордонних шарів у поверхні тіл, що омиваються при ламінарному і турбулентному русі потоків і їхній вплив на процес конвекційної тепловіддачі.

## 4 Конвекция

### **4.1 Общие понятия, параметры, определения. Конвективный перенос теплоты потоком жидкости или газа**

Конвекция – способ переноса теплоты из одной области пространства в другую вместе с массой газа или жидкости при одновременном переносе теплоты теплопроводностью.

Различают свободную, вынужденную и смешанную конвекцию.

Свободная конвекция – перенос теплоты из-за разности плотностей в газовой среде. Например, движение воздуха в помещении, обогреваемом горячими батареями.

Вынужденная конвекция – перенос теплоты при вынужденном движении газов за счет внешних сил (вентилятор, компрессор и т.д.). Например, движение газов в рабочем пространстве печи за счет струй, вытекающих из горелок.

Механизм передачи теплоты конвекции неразрывно связывают с процессами теплопроводности в газах. В зависимости от режима течения газа (ламинарный и турбулентный) преобладающим может быть процесс теплопроводности или процесс переноса теплоты за счет переноса массы. Считается, что в ламинарных потоках главным является перенос теплопроводностью, а в турбулентных потоках, за счет поперечных перемещений макромасс газа, – перенос теплоты массой газа.

### **4.2 Сущность процесса конвективной теплоотдачи. Закон Ньютона-Рихмана для конвективной теплоотдачи. Коэффициент конвективной теплоотдачи**

Для практики представляет интерес конвективная теплоотдача. Конвективной теплоотдачей называется процесс теплообмена между потоком газа и твердой поверхностью.

Основной перенос теплоты от газа к твердым поверхностям происходит в пограничных слоях.

В теории конвективной теплоотдачи широко используются представления об образовании гидродинамического пограничного слоя –  $\delta$ . Это такой слой жидкости (газа) вблизи стенки, в котором скорость изменяется от  $W_{го}$  на

границе слоя до  $W_{ст} = 0$  – на стенке. Образование такого слоя обязано подтормаживающим действием стенки. Независимо от того, какое движение основного потока – ламинарное или турбулентное, – по толщине слоя всегда можно выделить вязкий ламинарный подслой, в котором движение жидкости слоистое, безвихревое.

Наряду с гидродинамическим пограничным слоем образуется и тепловой пограничный слой Кружилина –  $\delta_T$ , в котором температура жидкости (газа) изменяется от  $T_{го}$  на границе теплового слоя до температуры стенки  $T_{ст}$ . Теплота в ламинарных пограничных слоях передается от потока жидкости к стенке путем теплопроводности, а в случае наличия турбулентности теплота к ламинарным слоям подводится турбулентными вихрями (рис. 4.1).

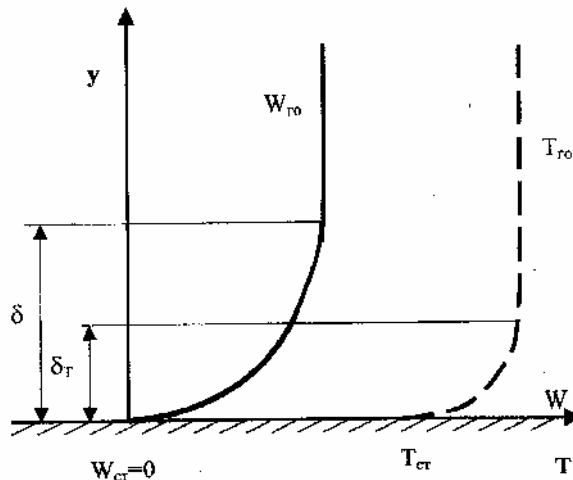


Рис. 4.1 – Изменение скорости и температуры в пограничном слое плоского потока:

$\delta$  – толщина гидродинамического пограничного слоя;  $\delta_T$  – толщина теплового пограничного слоя

Если предположить, что перенос теплоты к стенке происходит только за счет переноса массы газа, то плотность теплового потока определяется по формуле для переноса теплоты поперечным потоком массы (например, за счет поперечной составляющей скорости турбулентного потока)

$$q_k = W \cdot \rho \cdot c_p \cdot (T_{го} - T_{ст}), \text{ Вт/м}^2$$

где  $W$  – поперечная составляющая скорости набегающего потока;  $\rho$  – плотность газа;  $c_p$  – удельная массовая теплоемкость газа (при постоянном давлении –  $P$ ).

Этот тепловой поток будет пропорционален среднерасходной скорости жидкости  $\overline{W}$  (т.к.  $W \sim \overline{W}$ ) и может быть записан в виде

$$q_k \sim \overline{W} \cdot \rho \cdot c_p \cdot (T_{го} - T_{ст}).$$

Если передача теплоты осуществляется за счет теплопроводности, то плотность теплового потока определяется законом Фурье

$$q_T = \lambda \cdot \frac{dt}{dy} \text{ Вт/м}^2$$

и, следовательно, тепловой поток также будет пропорционален разности температур газа и стенки

$$q_T \sim \lambda \cdot \frac{T_{\text{го}} - T_{\text{ст}}}{\delta_y},$$

где  $\delta_y$  – характерный геометрический размер системы в направлении оси "y" (см. рис. 4.1).

Для практических расчетов конвективную теплоотдачу определяют по закону Ньютона-Рихмана, в котором плотность теплового потока также пропорциональна разности температур газа и стенки

$$q = \alpha \cdot (T_{\text{го}} - T_{\text{ст}}), \text{ Вт/м}^2$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $\left[ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}} \right]$ .

Коэффициент теплоотдачи представляет собой количество теплоты, передаваемое (забираемое) 1 м<sup>2</sup> твердой поверхности в единицу времени при разности температур газа и поверхности в 1 градус.

### **4.3 Схемы пограничных слоев у поверхности омываемых тел при ламинарном и турбулентном движении потоков и их влияние на процесс конвективной теплоотдачи**

Пограничный слой образуется при натекании потока жидкости на какую-либо твердую поверхность. Несколько отличается развитие пограничного слоя при омывании плоской поверхности и в стесненных каналах (трубах).

Рассмотрим развитие пограничного слоя при направлении потока вдоль пластины. При входе потока с большой толщиной, самые крайние молекулы как бы прилипают к твердой поверхности и благодаря вязкости начинают тормозить движение соседних молекул. В свою очередь, эти молекулы тормозят движение "своих" соседних молекул в потоке. Так, эстафетным образом, первоначальное возмущение у твердой поверхности передается вглубь потока и у поверхности образуется слой приторможенной жидкости (газа), в котором движение носит ламинарный характер (рис. 4.2). Формально в сплошной среде, когда игнорируется молекулярная структура, возмущение на стенке передается мгновенно на всю глубину потока, даже если он был бы бесконечно большим. При проведении инженерных расчетов разумно принять толщину ламинарного пограничного слоя конечной, т.е. ограниченной величиной. За толщину слоя  $\delta_l$  принято считать такую толщину слоя, на границе которого ( $y = \delta_l$ ) скорость  $W_\delta$  отличается от скорости набегающего потока на 1 %.

На некотором расстоянии от точки контакта с пластиной в ламинарном потоке появляются турбулентные пятна, а далее возникает турбулентный пограничный слой с толщиной  $\delta_t$  (рис. 4.2). Считается, что в турбулентном пограничном слое непосредственно у поверхности пластины присутствует пограничный вязкий слой, в котором движение носит ламинарный характер, а скорости изменяются по закону прямой линии. Критическое значение числа Рейнольдса, при котором происходит образование турбулентного погранич-

ного слоя ориентировочно равно  $Re_{кр} = W_{\infty} \cdot x / \nu = 100\,000$ , где  $x$  – расстояние от передней кромки пластины. В целом, величина числа  $Re_{кр}$  изменяется от 10 000 до 4 000 000 и зависит от степени турбулентности набегающего потока, от шероховатости поверхности, от разности температур потока и стенки и некоторых других параметров.

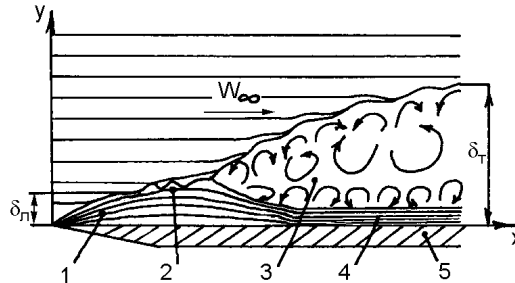


Рис. 4.2 – Образование ламинарного и турбулентного пограничных слоев при обтекании жидкостью пластины:

1 - начальный ламинарный участок; 2 - переходная зона; 3 - турбулентный пограничный слой; 4 - ламинарный подслой; 5 - пластина

Следует отметить: в переходной зоне может наблюдаться перемежаемость течений, когда движение одно время носит ламинарный характер, а затем турбулентный характер. Далее происходит смена течений. Подобная картина возможна и на границе турбулентного пограничного слоя и ламинарного подслоя.

Вязкий подслой не имеет строго ламинарного течения вдоль стенки. Крупномасштабные вихри проникают в вязкий подслой. Движение в вязком подслое, в принципе, является нестационарным, граница подслоя четко не определена и изменяется во времени.

Динамический пограничный слой тесно связан с тепловым пограничным слоем Кружилина. Ввиду турбулентного переноса массы общие толщины теплового пограничного слоя Кружилина и турбулентного пограничного слоев практически совпадают. Аналогично вязкому подслою непосредственно у стенки в рамках теплового пограничного слоя Кружилина можно выделить тепловой подслой, который характеризуется преобладанием переноса теплоты теплопроводностью над турбулентным переносом теплоты. Совпадение толщин вязкого подслоя и теплового подслоя имеет место при  $Pr = 1$ . Если  $Pr > 1$ , то толщина теплового подслоя больше вязкого. Тепловой подслой является основным термическим сопротивлением. Поэтому для увеличения теплоотдачи между потоком жидкости и стенкой требуется уменьшить толщину теплового подслоя и, следовательно, толщину вязкого подслоя.

Толщина вязкого подслоя обычно составляет 0,2-2 % от толщины турбулентного пограничного слоя и сильно зависит от скорости. С увеличением средней скорости потока  $\bar{W}$  толщина вязкого ламинарного подслоя пограничного слоя уменьшается и при  $\bar{W} \rightarrow \infty$  стремится к нулю.

Развитие пограничного слоя в канале несколько отличается от развития слоя в неограниченном пространстве возле плоской стенки. Когда поток входит в канал, то от каждой элементарной поверхности на стенке канала сначала развивается ламинарный пограничный слой в виде конуса (рис. 4.3). Если ламинарные слои, идущие навстречу друг другу, встретятся в середине канала, то в дальнейшем имеет место также ламинарное течение. Согласно теории и экспериментальным данным, при ламинарном течении в круглой трубе распределение скоростей отвечает закону квадратной параболы, а в ламинарном пограничном слое – закону кубической параболы. Следовательно, на длине  $L_{\text{перех}} = L_{\text{стаб}} - L_{\text{сл}}$ , где  $L_{\text{стаб}}$  – длина участка стабилизации потока, а  $L_{\text{сл}}$  – длина участка слияния потоков, – происходит перестройка профиля скоростей (рис. 4.3).

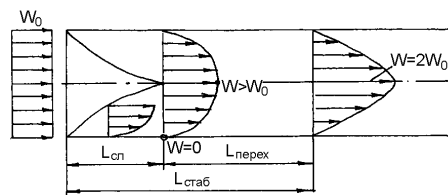


Рис. 4.3 – Схема слияния ламинарных пограничных слоев на начальном участке в круглой трубе

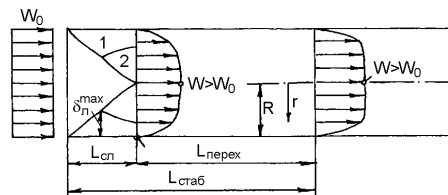


Рис. 4.4 – Схема слияния турбулентных пограничных слоев на начальном участке в круглой трубе

При достижении критической толщины  $\delta_{\text{л}}^{\text{max}} < R$  образуется турбулентный пограничный слой (рис. 4.4). При толщине турбулентного пограничного слоя  $\delta_{\text{т}}$ , равного радиусу канала  $R$  в конце участка  $L_{\text{сл}}$  турбулентный пограничный слой охватит весь поток. В конце участка  $L_{\text{стаб}}$  распределение скоростей должно несколько отличаться от распределения скоростей при  $L_{\text{сл}}$ . В переходной области  $L_{\text{перех}} = L_{\text{стаб}} - L_{\text{сл}}$  и вблизи ламинарного вязкого подслоя может наблюдаться перемежаемость течений (турбулентное течение переходит в ламинарное и наоборот).

Когда поток поступает в трубу (канал) с закругленными кромками из большого объема, то распределение скоростей в начальном сечении трубы обычно считают равномерным. Установившееся турбулентное течение будет на значительном расстоянии от входа, соответствующему числу Рейнольдса  $Re = W_0 \cdot x / \nu > 5 \cdot 10^5$ , где  $x$  – расстояние от входа в трубу;  $W_0$  – скорость потока жидкости на входе в трубу;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости. Когда же поток входит в трубу с острой кромкой на входе, то в



начале трубы (канала) образуются вихри, которые приводят к быстрому разрушению ламинарного пограничного слоя.

Теплообмен при омывании газами слитков, заготовок и поверхности кладки печи в начале печи весьма часто напоминает картину теплообмена в ламинарном пограничном слое, т.е. характеризуется низкой теплоотдачей от газа. Для увеличения теплоотдачи требуется принимать меры по повышению степени турбулентности потока газа и разрушению вязких ламинарных слоев на твердых поверхностях. Наиболее распространенными способами увеличения теплоотдачи являются использование струйных направленных течений и повышение кратности рециркуляции газов в рабочем пространстве печи.

## Лекция 18

План лекции:

**Визначення коефіцієнта конвекційної тепловіддачі.**

Наближене визначення коефіцієнта конвекційної тепловіддачі з використанням елементів теорії подоби і розмірності.

### **4.4 Приближенное определение коэффициента конвективной теплоотдачи с использованием элементов теории подобия и размерности**

При создании новой техники на стадии проработки конструкции проектируемой машины или агрегата наиболее приемлемым способом решения возникающих проблем может оказаться применение метода физического моделирования.

Физическое моделирование – один из методов научных исследований, предполагающий замену изучения интересующего натурального образца объекта или реализуемого с его помощью технологического процесса проведением экспериментов на модели с обеспечением условий протекания явлений, имеющих ту же физическую природу.

#### **4.4.1 Основы теории подобия и размерности**

##### **Теория подобия**

Теория подобия – учение об условиях подобия физических явлений. Теория подобия опирается на учение о размерностях физических величин и служит основой физического моделирования. Предметом теории подобия является установление чисел подобия различных физических явлений и изучение с помощью этих чисел свойств самих явлений.

Две физические системы будут геометрически подобными, если между их соответствующими линейными размерами существует постоянное соотношение

$$H_n / H_m = D_n / D_m = d_n / d_m = l_n / l_m = m = \text{const},$$

где  $m$  – линейный масштаб, показывающий во сколько раз размеры модели ( $H, D, d, l$  и др.) уменьшены по сравнению с размерами натуры. Здесь индекс "н" относится к натурному образцу, а индекс "м" – к модели.

Следует отметить, что у геометрически подобных систем должны быть постоянными соотношения площадей и объемов:

$$S_n / S_m = m^2 = \text{const} \text{ и } V_n / V_m = m^3 = \text{const}.$$

Подобно геометрическому подобию рассматривается и подобие физико-химических процессов.

Например, кинематическое подобие подразумевает подобие полей скоростей и ускорений натуры и модели, выполняемое в том случае, когда скорости  $W_n$  и  $W_m$  и ускорения  $a_n$  и  $a_m$  в сходственных точках натуры и модели находятся в одинаковых соотношениях:

$$W_n / W_m = m_w = \text{const} \text{ и } a_n / a_m = m_a = \text{const}.$$

Вполне понятно, что кинематическое подобие обязательно включает в себя геометрическое подобие.

При динамическом подобии все соответствующие силы, действующие в подобных точках природы и модели, имеют одинаковые направления, а их отношения постоянны, т. е. силовые многоугольники, построенные для природы и модели, должны быть геометрически подобными.

В соответствии со сложившейся терминологией теории подобия отношения величин в пределах изучаемой физической системы принято называть числами или критериями подобия. основополагающие признаки подобия процессов (явлений) сформулированы в трех теоремах.

Согласно первой теореме подобными процессами (явлениями) считаются те, которые имеют идентичные соответствующие числа подобия. Эта теорема позволяет выделить физические величины, которые нужно измерять при проведении опытов. К ним относятся величины, входящие в состав числа подобия.

Вторая теорема подобия, получившая название  $\pi$ -теоремы Бэкингема, отражает тот факт, что практический интерес представляют не сами числа подобия, а соотношения между ними. Данная теорема предполагает обобщение результатов измерений в виде дифференциальных уравнений, в которых переменными являются числа подобия. Благодаря этому сокращается число переменных и упрощается обработка получаемых результатов измерений.

Следует отметить, что названные две теоремы не позволяют установить необходимые и достаточные условия динамического подобия. Указанные условия оговорены третьей теоремой подобия, в соответствии с которой два явления будут считаться подобными, если они имеют идентичные определяющие числа подобия, составленные из параметров систем, а также подобные условия однозначности (начальные и граничные условия).

Покажем использование чисел подобия в задачах движения жидкости и газа.

Условием гидрогазодинамического подобия является равенство на модели и в природе отношений всех действующих на физическую систему сил: тяжести, давления, инерции, поверхностного натяжения. На практике достичь подобия всех сил не удастся, что связано с физическими особенностями этих сил. Поэтому приходится рассматривать частные случаи, для которых из всей совокупности действующих сил выделяется одна, считающаяся при данных условиях эксперимента преобладающей.

Соотношения различных сил устанавливаются числами гидрогазодинамического подобия, имеющими соответствующие названия.

Число Рейнольдса представляет собой отношение сил инерции к силам внутреннего трения:

$$Re = W \cdot d \cdot \rho / \eta = W \cdot d / \nu,$$

где  $W$  – скорость движения среды;  $d$  – характерный геометрический размер;  $\rho$  – плотность среды;  $\eta$  – коэффициент динамической вязкости среды;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости среды.

Число Фруда характеризует соотношение сил инерции и сил тяжести:

$$Fr = W^2 / (g \cdot d),$$

где  $g$  – ускорение силы тяжести.

Число Эйлера представляет собой отношение разности сил статического давления к силе инерции:

$$Eu = \Delta P / (\rho \cdot W^2),$$

где  $\Delta P$  – разность статического давления, вызывающего движение среды.

Поскольку безразмерные комплексы  $Re$ ,  $Fr$ ,  $Eu$  в своем составе имеют скорость  $W$ , то они обладают свойством взаимозаменяемости, в связи с чем их можно умножать или делить друг на друга, получая при этом новые критерии.

Перемножив числа Рейнольдса и Эйлера, получают число Лагранжа, которое характеризует отношение сил давления к силам вязкости:

$$La = Re \cdot Eu = d \cdot \Delta P / (\eta \cdot W).$$

Существуют и другие числа подобия, которые относятся к частным случаям: число Архимеда, число Прандтля и другие.

### **Метод размерностей**

Метод анализа размерностей применяется тогда, когда неизвестны уравнения, определяющие исследуемый процесс. Этот метод позволяет обработать, а затем и обобщить данные, полученные опытным путем.

Все физические величины, входящие в определяющее уравнение и являющиеся существенными для изучаемого процесса, подразделяются на две группы.

К первой группе относятся величины (первичные), размерности которых являются первичными, базовыми: масса –  $M$  (кг), длина –  $L$  (м), время –  $T$  (с), температура –  $\Theta$  (К), количество вещества –  $N$  (моль), сила тока –  $I$  (А) и сила света –  $J$  (кд). Из них только первые четыре величины ( $M$ ,  $L$ ,  $T$ ,  $\Theta$ ) используются при анализе тепломассообменных процессов. Надо отметить, что из базовых величин нельзя образовать безразмерные комплексы.

Во вторую группу входят величины (вторичные), размерности которых komponуются из размерностей базовых величин: площадь, объем, скорость, ускорение, давление и т.д. Величины этой группы позволяют составлять при различных комбинациях безразмерные комплексы – числа подобия (критерии).

Связь между числами физических параметров первой и второй группы, характеризующих течение процесса, позволяет установить  $\pi$ -теорема Бэкингема, составляющая основу теории метода анализа размерностей.

Данная теорема, доказанная в 1911 г. Г.А. Федерманом, может быть сформулирована следующим образом. Всякое уравнение, выражающее некоторую физическую закономерность и связывающее собой "i" величин, из которых "k" имеют независимые размерности, можно преобразовать в критериальное уравнение, связывающее "i-k" независимых безразмерных комплексов (чисел подобия), составленных из физических величин. Критериальное уравнение может быть представлено в виде

$$\Phi(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_{i-k}) = 0.$$

В качестве примера использования  $\pi$ -теоремы при составлении критериального уравнения рассмотрим последовательность вычислений, которую необходимо выполнить в случае установления зависимости для числа Рейнольдса.

Число Рейнольдса является критерием, определяющим режим движения, который зависит от средней скорости " $W$ ", кинематической вязкости " $\nu$ ", а также от диаметра " $d$ " канала. Нетрудно заметить, что определяющее уравнение в данном случае связывает три физические величины  $\Pi(W, \nu, d) = 0$ , а минимальное число первичных размерностей, из которых образованы размерности всех трех параметров уравнения, равно двум (размерности длины и времени). Таким образом  $i = 3$ ,  $k = 2$ . Отсюда в соответствии с  $\pi$ -теоремой следует, что число безразмерных параметров, характеризующих явление,  $i-k = 3-2 = 1$ .

Составляя произведение степеней параметров и применяя к нему условие нулевой размерности, получаем

$$W^x \cdot \nu^y \cdot d^z = L^0 \cdot T^0,$$

где  $x, y, z$  – показатели степени, подлежащие определению.

Учитывая, что размерности параметров могут быть представлены в виде  $[W] = L^1 \cdot T^{-1}$ ;  $[\nu] = L^2 \cdot T^{-1}$ ;  $[d] = L^1$ , составленное произведение степеней параметров при замене их размерностями можно преобразовать в выражение

$$L^x \cdot T^{-x} \cdot L^{2y} \cdot T^{-y} \cdot L^z = L^{x+2y+z} \cdot T^{-x-y} = L^0 \cdot T^0.$$

Приравняв показатели степеней у одинаковых оснований в левой и правой частях полученного выражения, можно составить систему двух уравнений

$$x+2y+z = 0;$$

$$-x-y = 0.$$

Решение этой системы уравнений дает результат  $x = -y = z$ . Таким образом, искомым безразмерным комплекс будет иметь вид

$$\Pi = (W \cdot d / \nu)^z,$$

где  $z$  может иметь любое значение, отличающееся от нуля.

При  $z = 1$  получаем число Рейнольдса  $\Pi = Re = W \cdot d / \nu$ .

Таким образом, метод анализа размерностей позволяет находить числа подобия при отсутствии математического описания исследуемого явления. Для этого необходимо только точно установить параметры, от которых зависит данное явление. Однако следует отметить, что для полной уверенности в справедливости результатов выполненного анализа необходимо проведение дополнительной опытной или теоретической проверки. Значимость получаемых результатов будет зависеть от глубины проникновения в суть исследуемого вопроса и от опыта практического использования теоретических положений.

## **Основные этапы физического моделирования, реализующие основные положения теории подобия**

Физическое моделирование как метод исследования, реализующий основные положения теории подобия, включает в общем случае пять основных этапов: 1) постановка задачи; 2) вывод и анализ условия подобия; 3) выбор конструкции и расчет параметров модели объекта исследования; 4) проведение экспериментов на модели; 5) обработка полученных результатов.

Этап 1. При постановке задачи необходимо исходить из того, что главная цель моделирования заключается в изучении основных закономерностей исследуемого процесса, а результаты, полученные в ходе эксперимента, после обобщений могли бы быть использованы в реальных промышленных условиях. Достичь намеченной цели можно в том случае, если проведение опыта будет осуществляться с учетом основных положений теории подобия.

Этап 2. Цель исследования в каждом конкретном случае может быть разной: от стремления получить эмпирические данные, полезные для использования в инженерной практике или позволяющие выполнить проверку теоретических положений, до изучения в общих чертах физической картины разработанного процесса. Однако, даже когда не требуется получение особо точных результатов (приближенное или качественное моделирование), необходим анализ условий подобия. На этом этапе на основании совокупности выбранных критериев рассматривается возможность упрощения условий подобия. При этом оцениваются численные значения чисел подобия и определяется их значимость, что позволяет часть из них отнести к разряду несущественных, т.е. не требующих обеспечения равенства для модели и оригинала.

Этап 3. Выбор конструкции модели во многом зависит от характерных особенностей моделируемого процесса, а также от того, в каком виде необходимо получить интересующую информацию. К примеру, если исследуемый процесс обусловлен интенсивным движением жидкостных потоков и в итоге требуется получение картин их распределения в различных зонах перемешиваемой ванны, модель конструктивно должна обеспечивать возможность визуального контроля и фотографирования потоков.

Модель изготавливается геометрически подобной натуральному образцу по внутренним контурам. При этом используются всевозможные материалы, но чаще всего применяют органическое стекло.

Подготовка модели к проведению исследований заключается в выборе варианта рационального размещения применяемой аппаратуры, обеспечении возможности быстрой замены моделирующей расплав жидкости, поддержании требуемой освещенности объектов, подлежащих фотографированию, и так далее.

Проведению исследований на модели предшествует планирование эксперимента, настройка регистрирующей аппаратуры и при необходимости тарировка преобразователей измерительных систем.

Этап 4. Собственно физическое моделирование в зависимости от решаемых задач может проводиться по уже известным или специально разра-

ботанным методикам с применением широкого набора контрольных датчиков и электронных приборов, предназначенных для регистрации параметров процессов, протекающих в моделях.

Этап 5. Обработку полученных результатов осуществляют с использованием методов математической статистики и привлечением средств вычислительной техники. При этом необходимо выделить впервые зафиксированные данные, попытаться дать им полное объяснение и сопоставить их с уже известными результатами. После обобщения данные должны быть представлены в виде таблиц и графиков.

#### 4.4.2 Определение коэффициента конвективной теплоотдачи

Коэффициент теплоотдачи определяется экспериментальным путем и, обычно, обобщается в виде зависимостей:

$$St = f(Re, Gr, Pe, Pr)$$

или

$$Nu = f(Re, Gr, Pe, Pr).$$

Здесь представлены числа подобия:

$$St = \frac{\alpha}{\bar{W} \cdot \rho \cdot c_p} \text{ – число Стентона;}$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} \text{ – число Нуссельта;}$$

$$Pe = \frac{\bar{W} \cdot L}{a} = \frac{Nu}{St} \text{ – число Пекле;}$$

$$Re = \frac{\bar{W} \cdot L}{\nu} \text{ – число Рейнольдса;}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{Pe}{Re} \text{ – число Прандтля;}$$

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot L^3 \cdot (T_{го} - T_{ст})}{\nu^2} \text{ – число Грасгофа.}$$

В перечисленных выше числах подобия использованы следующие обозначения:  $\bar{W}$  – скорость в характерном сечении потока [м/с];  $L$  – характерный размер геометрической системы [м];  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи [Вт/(м<sup>2</sup>·К)];  $\rho$  – плотность [кг/м<sup>3</sup>];  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении [Дж/(кг·К)];  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности [Вт/(м·К)];  $a$  – коэффициент температуропроводности [м<sup>2</sup>/с];  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости [м<sup>2</sup>/с];  $g$  – ускорение свободного падения [Н/кг];  $\beta$  – коэффициент объемного расширения [К<sup>-1</sup>];  $T_{го}$  и  $T_{ст}$  – температура газа и стенки [К].

Строго эти числа подобия определяются из систем дифференциальных уравнений, описывающих движение газа и теплообмен в движущемся газе, с использованием теории подобия. Частично данные числа подобия являются взаимозаменяемыми. Например, если известно число  $Nu$ , то с использованием чисел  $Re$  и  $Pr$  всегда можно определить число Стентона

$$St = \frac{Nu}{Re \cdot Pr}.$$

Обычно зависимости между числами подобия представляются в виде степенных функций, называемых критериальными зависимостями

$$Nu = A \cdot Re^n \cdot Pr^m \cdot Gr^k,$$

где  $A$ ,  $m$ ,  $n$ ,  $k$  – постоянные величины, определяемые на основании обработки экспериментальных данных или на основании теоретических решений;  $Re$ ,  $Pr$  и  $Gr$  – определяющие числа;  $Nu$  – определяемое число.

По найденному значению числа  $Nu$  легко определяется коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{L}.$$



## Лекция 19

План лекции:

**Визначення коефіцієнта конвекційної тепловіддачі.**

Критеріальні рівняння для примусової і вільної конвекції. Критерії конвекційної тепловіддачі.

### 4.5 Критериальные уравнения для вынужденной и естественной конвекции

Основные критериальные уравнения для определения конвективных чисел подобия ( $Nu$  и  $St$ ) получены для следующих практически важных и распространенных случаев: 1) движение жидкости (газа) в трубах; 2) омывание жидкостью (газом) плоских поверхностей, труб и пучков труб; 3) свободное (естественное) движение жидкости (газа) возле плоских и цилиндрических поверхностей в ограниченном и неограниченном пространстве.

#### 4.5.1 Теплоотдача при вынужденном течении в трубах

У поверхности трубы в ее начальном участке образуется тепловой пограничный слой, толщина которого по мере удаления от входа увеличивается. На расстоянии  $S$  – длина участка термической стабилизации – пограничный тепловой слой заполняет все сечение трубы и весь поток участвует в теплообмене. При ламинарном течении  $S$  составляет примерно 100 диаметров трубопровода.

При одной и той же средней скорости потока при нагревании скорость жидкости вблизи стенки будет выше, чем при охлаждении. Чем выше температура жидкости, тем меньше ее вязкость и тем выше теплоотдача конвекцией.

В зависимости от взаимного направления вынужденного и свободного движения рассмотрим два случая:

1) направления естественного и вынужденного движения совпадают (рис. 4.5а);

2) направления естественного и вынужденного движения противоположны (рис. 4.5б);

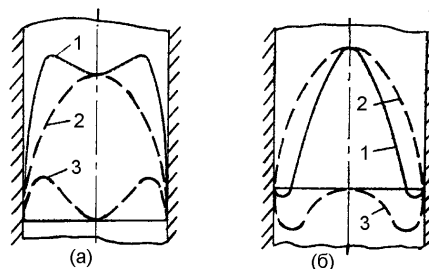


Рис. 4.5 – Распределение скорости по сечению трубы при совпадении направлений (а) и при взаимно противоположных направлениях (б) вынужденного и свободного движений:

1 - суммарная кривая; 2 - за счет вынужденного движения; 3 - за счет свободного движения

Первый случай имеет место при нагревании жидкости и ее движении в горячей вертикальной трубе снизу вверх (рис. 4.5а) или при охлаждении жидкости и при ее движении в холодной вертикальной трубе сверху вниз. Под влиянием естественной конвекции скорости жидкости у стенки возрастают, эпюра скоростей может иметь два максимума.

Второй случай имеет место при охлаждении жидкости и при ее движении в холодной вертикальной трубе снизу вверх (рис. 4.5б) или при нагревании жидкости и при ее движении в горячей вертикальной трубе сверху вниз. Скорость жидкости у стенки трубы под влиянием токов естественной конвекции, направленных в противоположную сторону, уменьшается. В некоторых случаях у стенки может образоваться возвратное или вихревое движение жидкости.

Примером критериальных уравнений при ламинарном стабилизированном (без учета начального участка) движении в трубах с учетом свободной конвекции является следующее уравнение

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda} = 0,15 \cdot Re^{0,33} \cdot Pr^{0,43} \cdot Gr^{0,1} \cdot \left( \frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25},$$

где  $\bar{\alpha}$  – средний коэффициент теплоотдачи в трубе диаметром "d";  $Pr_{ст}$  – число Прандтля, определяемое по температуре стенки. Остальные числа определяются по средней температуре потока. Формула справедлива при  $\ell/d > 50$ , где  $\ell$  – расстояние от начала трубы.

Для турбулентного стабилизированного потока ( $\ell/d > 50$ ) в прямых гладких трубах свободным движением жидкости пренебрегают и число Нуссельта определяется следующим выражением

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda} = 0,021 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot \left( \frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}.$$

Можно обратить внимание, что в уравнении отсутствует число Грасгофа – Gr, дающее поправку на свободную конвекцию.

#### **4.5.2 Теплоотдача при поперечном омывании одиночной трубы и пучков труб**

Плавное, безотрывное обтекание цилиндра наблюдается при достаточно малых числах Рейнольдса  $Re = W \cdot d / \nu < 5$ , где  $W$  – скорость набегающего потока;  $d$  – внешний диаметр цилиндра;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости (газа). При  $Re > 5$  цилиндр представляет собой неудобобтекаемое тело. Пограничный слой, образующийся на передней половине трубы, в кормовой части отрывается от поверхности, и позади цилиндра образуются два симметричных вихря. При дальнейшем увеличении числа Re вихри вытягиваются по течению все дальше от трубы. Затем вихри периодически отрываются от трубы и уносятся потоком жидкости, образуя за цилиндром вихревую дорожку.

Отрыв пограничного слоя является следствием возрастания давления вдоль потока и подтормаживания жидкости твердой поверхностью. При обтекании передней половины цилиндра сечение потока уменьшается, а скорость потока увеличивается, в результате чего статическое давление у поверхности стенки снижается. Наоборот, в кормовой части статическое давление возрастает вследствие падения скорости.

Возрастание давления вдоль потока приводит к торможению потока и последующему возникновению возвратного движения. Возвратное течение оттесняет пограничный слой от поверхности тела и происходит отрыв потока с образованием вихрей.

Отрыв пограничного слоя и образование вихрей является основной особенностью поперечного омывания трубы.

При сравнительно малых значениях числа  $Re$  и малой степени турбулентности набегающего потока может наблюдаться также отрыв и ламинарного пограничного слоя. Он происходит при угле  $\varphi = 82^\circ$  вскоре после минимума давлений.

Если число  $Re$  значительно, подтормаживание потока за счет роста статического давления приводит не к отрыву потока, а к переходу движения в слое в турбулентную форму. Турбулентный пограничный слой обладает большей кинетической энергией, так как последняя дополнительно переносится из внешнего потока в слой турбулентными пульсациями. В результате место отрыва резко смещается по потоку. Турбулентный слой отрывается при  $\varphi = 140^\circ$ . Смещение места отрыва приводит к уменьшению вихревой зоны за цилиндром, обтекание цилиндра улучшается.

Своеобразный характер обтекания трубы отражается и на ее теплоотдаче. На рис. 4.6 показано изменение коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра. Рис. 4.6б отвечает теплоотдаче при отрыве ламинарного пограничного слоя, рис. 4.6а – при отрыве турбулентного.

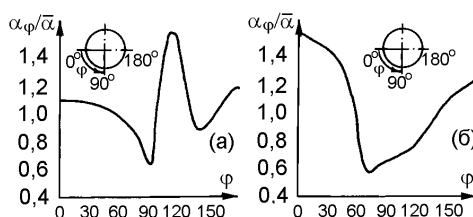


Рис. 4.6 – Изменение коэффициента теплоотдачи ( $\alpha_{cp}$ ) по окружности цилиндра, омываемого потоком газа:

а -  $Re = 219000$ ; б -  $Re = 70800$ . Здесь  $\bar{\alpha}$  – средний по окружности коэффициент теплоотдачи

Падение коэффициента теплоотдачи на лобовой части трубы объясняется ростом толщины ламинарного пограничного слоя. На рис. 4.6б минимум теплоотдачи примерно отвечает месту отрыва ламинарного слоя. Кормовая часть трубы омывается жидкостью, имеющей сложный вихревой характер движения. При малых значениях  $Re$  теплоотдача кормовой половины цилиндра

дра невелика, при увеличении  $Re$  она возрастает и может сравняться с теплоотдачей в лобовой части трубы.

На рис. 4.6а имеется два минимума. Первый соответствует переходу ламинарного течения в слое в турбулентное. Коэффициент теплоотдачи после этого резко возрастает. При больших значениях  $Re$  он может увеличиться в 2-3 раза. Второй минимум соответствует месту отрыва турбулентного пограничного слоя. Снижение теплоотдачи перед отрывом можно объяснить подтормаживанием пограничного слоя. За местом отрыва труба омывается вихрями, имеющими сложный характер движения. Здесь теплоотдача несколько возрастает.

Средний по окружности коэффициент теплоотдачи  $\bar{\alpha}$  определяется с использованием универсальной формулы

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda} = C \cdot Re^n \cdot Pr^m \cdot \left( \frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25},$$

где  $C$ ,  $n$ ,  $m$  согласно экспериментальным данным зависят от критерия  $Re = W \cdot d / \nu$ . Например, при  $5 < Re < 1\ 000$  –  $C = 0,5$ ;  $n = 0,5$ ;  $m = 0,38$ . При  $1\ 000 < Re < 200\ 000$  –  $C = 0,25$ ;  $n = 0,6$ ;  $m = 0,38$ . При  $3 \cdot 10^5 < Re < 2 \cdot 10^6$  –  $C = 0,023$ ;  $n = 0,8$ ;  $m = 0,37$ .

За определяющий размер "d" принят внешний диаметр трубы, а скорость "W" отнесена к самому узкому поперечному сечению канала, стесненному цилиндром.

Если набегающий поток искусственно турбулирован, то  $\bar{\alpha}$  будет выше расчетных значений.

### 4.5.3 Теплоотдача при поперечном омывании пучков труб

Обычно трубы собирают в пучок шахматного или коридорного типа. Характеристикой пучка являются расстояния между трубами в поперечном и продольном направлениях, а также количество рядов труб по ходу жидкости.

Течение жидкости в пучке носит сложный характер. Рядом стоящие трубы пучка оказывают воздействие на омывание соседних, в результате теплообмен пучка труб отличается от теплообмена одиночной трубы.

При ламинарном движении в канале, где обычно устанавливается пучок труб, движение в пучке труб в зависимости от критерия Рейнольдса может быть как ламинарным, так и турбулентным, поскольку пучок является прекрасным турбулизатором. При турбулентном течении присутствуют различные законы теплообмена. Это объясняется различным характером течения жидкости на стенках труб. При  $Re < 1 \cdot 10^5$  передняя часть трубы омывается ламинарным пограничным слоем, а кормовая – неупорядоченными вихрями. Если между трубами имеет место турбулентное течение, то такой режим течения называют смешанным – наиболее изученный режим. Соответственно можно рассматривать и три режима теплоотдачи.

Омывание первого ряда труб и шахматного и коридорного пучка аналогично омыванию одиночной трубы. Характер омывания остальных труб зависит от типа пучка. В коридорных пучках все трубы второго и последую-

щих рядов находятся в вихревой зоне впереди стоящих труб, причем циркуляция жидкости в вихревой зоне слабая, так как поток проходит в основном в продольных зазорах между трубами (в "коридорах"). Поэтому в коридорных пучках как лобовая, так и кормовая части труб омываются со значительно меньшей интенсивностью, чем те же части одиночной трубы или лобовая часть трубы в первом ряду пучка труб. В шахматных пучках характер омывания глубоко расположенных трубок качественно мало отличается от характера омывания трубок первого ряда.

Из рис. 4.7 следует, что распределение  $\alpha$  по окружности первого ряда коридорного и шахматного пучков соответствует распределению  $\alpha$  для одиночной трубы. Для второго и последующих рядов в коридорном пучке максимум теплоотдачи наблюдается не в лобовой точке, а при  $\alpha = 50^\circ$ . Таких максимумов два и расположены в тех областях поверхности труб, где имеет место удар набегающих потоков. Лобовая часть непосредственному воздействию потока не подвергается, поэтому теплоотдача здесь невелика. В шахматных пучках максимум теплоотдачи для всех рядов остается в лобовой точке.

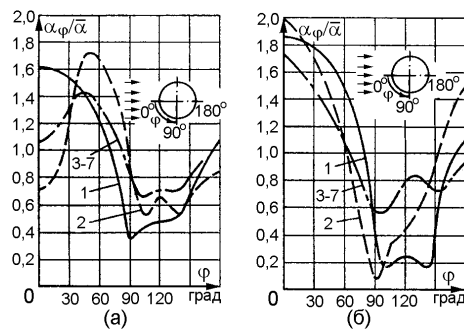


Рис. 4.7 – Изменение коэффициента теплоотдачи ( $\alpha_{cp}$ ) по окружности труб для различных рядов (с 1 по 7 ряд):  
 а - коридорных пучков; б - шахматных пучков.  
 Здесь  $Re = 14000$ , воздух;  $\bar{\alpha}$  – средний по окружности коэффициент теплоотдачи

Изменяется в начальных рядах и средняя теплоотдача. Но начиная с третьего ряда средняя теплоотдача стабилизируется, так как в глубинных рядах степень турбулентности потока определяется компоновкой пучка, являющегося, по существу, системой турбулизирующих устройств.

При невысокой степени турбулентности набегающего потока теплоотдача первого ряда труб составляет примерно 60 % теплоотдачи третьего и последующих рядов. Теплоотдача второго ряда составляет примерно 70 %. Изменение теплоотдачи по рядам приведено на рис. 4.8. Возрастание теплоотдачи объясняется дополнительной турбулизацией в пучке труб. Искусственная турбулизация приводит к интенсификации теплоотдачи в первых рядах пучка труб. В глубинных рядах течение и теплоотдача определяются компоновкой пучка и не зависят от степени турбулентности набегающего потока.

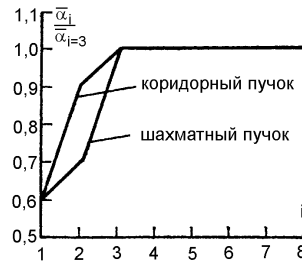


Рис. 4.8 – Изменение средних по окружности коэффициентов теплоотдачи ( $\bar{\alpha}_i$ ) по рядам коридорного и шахматного пучков труб ( $i$  - номер ряда)

Теплоотдача пучков труб зависит от расстояния между трубами, что учитывается соответствующими поправками в формулах для определения числа Нуссельта –  $Nu$ . При прочих равных условиях в ламинарной области теплоотдача шахматных пучков в полтора раза больше теплоотдачи коридорных. В переходной области эта разница уменьшается и в пределе при  $Re = 100\ 000$  практически исчезает. При турбулентном течении различие в теплоотдаче шахматных и коридорных пучков невелики.

#### 4.5.4 Конвективная теплоотдача при продольном обтекании пластины

При продольном обтекании пластины ламинарным потоком конвективный теплообмен можно рассчитать, пользуясь теоретической формулой

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot \ell}{\lambda} = 0,664 \cdot \sqrt[3]{Pr} \cdot \sqrt{Re},$$

где  $\bar{\alpha}$  – средний коэффициент теплоотдачи на длине  $\ell$  ( $\ell$  – расстояние от входной кромки пластины);  $Re = W \cdot \ell / \nu$  – число Рейнольдса;  $W$  – скорость набегающего потока.

Применение теоретических формул для расчета конвективного теплообмена пластин ограничено небольшой разностью температур набегающего потока и стенки и числом Рейнольдса:  $Re < Re_{кр} \approx 5 \cdot 10^4$ .

Для расчета теплоотдачи пластины в турбулентном потоке пользуются данными экспериментальных исследований. В частности, рекомендует следующая формула:

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot \ell}{\lambda} = 0,037 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot \left( \frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}.$$

#### 4.5.5 Теплоотдача при свободном течении жидкости

Свободное течение, по аналогии с вынужденным течением, также разделяют на ламинарное и турбулентное. Наиболее распространенным случаем свободной конвекции является теплоотдача вдоль вертикальной пластины. Принято считать, что турбулентное течение вдоль вертикальных поверхностей (пластина, вертикальная труба) наступает при  $(Gr \cdot Pr)_{кр} > 6 \cdot 10^{10}$ .

Средний коэффициент теплоотдачи  $\bar{\alpha}$  на высоте  $\ell$  при турбулентном течении вдоль вертикальной поверхности определяется из выражения:

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot \ell}{\lambda} = 0,15 \cdot (Gr \cdot Pr)^{0,33} \cdot \left( \frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25},$$

где  $\ell$  – вертикальный размер (высота) от начала поверхности;

$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_{ст} - T_{го}) \cdot \ell^3}{\nu^2}$  – число Грасгофа при условии, что температура стенки выше температуры газа ( $T_{ст} > T_{го}$ ).

Средний коэффициент теплоотдачи  $\bar{\alpha}$  на высоте  $\ell$  при ламинарном течении вдоль вертикальной поверхности определяется из выражения:

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot \ell}{\lambda} = 0,75 \cdot (Gr \cdot Pr)^{0,25} \cdot \left( \frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}.$$

Формула применима при  $10^3 < Gr \cdot Pr < 10^9$ .

Отсюда при  $Pr = Pr_{ст} = 1$  вытекает простая формула для расчета коэффициента теплоотдачи у вертикальных (боковых) разогретых стен печи

$$\alpha_k = A \cdot (t_{ст} - t_v)^{0,25} \text{ [Вт/(м}^2 \cdot \text{К)]},$$

где  $A = 2,6$ ;  $t_v$  – температура окружающего воздуха, °С;  $t_{ст}$  – температура стенки, °С.

Для приближенного расчета коэффициента теплоотдачи у свода и пода пользуются этой же формулой. Для свода коэффициент  $A = 3,3$ , а для пода –  $A = 1,6$ . Картина движения воздуха у разогретой кладки печи представлена на рис. 4.9.

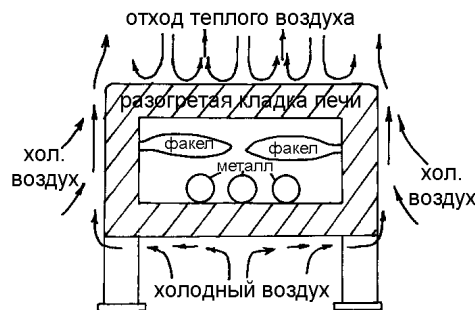


Рис. 4.9 – Картина движения холодного воздуха возле нагретых горизонтальных и вертикальных стенок (печи)

Большое практическое значение имеет теплоотдача горизонтальных труб. Теплоотдача при свободном ламинарном движении жидкости (газа) около горизонтальной трубы в диапазоне изменения  $Gr \cdot Pr$  от  $10^3$  до  $10^8$  описывается выражением:

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda} = 0,5 \cdot (Gr \cdot Pr)^{0,25} \cdot \left( \frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25},$$

где  $\bar{\alpha}$  – средний коэффициент теплоотдачи по периметру трубы;

$Gr = \frac{g \cdot d^3}{\nu^2} \cdot \beta \cdot (T_{ст} - T_{го})$  – число Грасгофа;  $Pr = \frac{\nu}{a}$  – число Прандтля жидко-

сти (газа) при температуре жидкости (газа);  $Pr_{ст} = \frac{v_{ст}}{a_{ст}}$  – число Прандтля жидкости (газа) при температуре стенки.

В этой формуле за определяющую принята температура жидкости (газа) вдали от трубы, в виде определяющего размера берется диаметр трубы.

Характер свободного движения у горизонтальной трубы зависит от диаметра трубы (рис. 4.10). У труб малого диаметра разрушение ламинарного течения происходит вдали от трубы. Чем больше диаметр трубы, тем вероятнее разрушение ламинарного течения непосредственно на поверхности трубы.

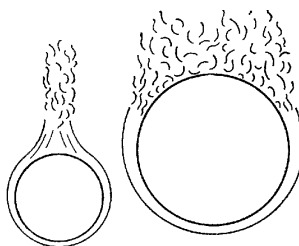


Рис. 4.10 – Схема свободного движения около горизонтальных труб



## Лекція 20

План лекції:

**Молекулярна та турбулентна дифузія.**

Основні поняття про масообмін. Поняття про фазу системи. Абсорбція, адсорбція і десорбція. Дифузія. Щільність дифузійного потоку речовини. Потрійна аналогія в процесах переносу імпульсу, тепла і маси. Молекулярна дифузія. Перший закон Фіка. Градієнт концентрації речовини. Коефіцієнт дифузії. Фактори, що впливають на коефіцієнт дифузії.

### 4.6 Массообмен

С явленіями переноса массы из одной области пространства в другую человек встречается в многочисленных, разнообразных естественных и промышленных процессах. К ним относятся, например, процессы горения топлива, процессы восстановления металлов из руд, окислительные процессы при производстве стали, охлаждение воды в градирнях, процессы сушки материалов.

Учение о массопереносе тесно связано с термодинамикой и теплообменом. Массообменные и теплообменные процессы зачастую совершаются совместно, влияя друг на друга. Перенос вещества осуществляется легче всего в движущихся жидкостях и газах. Скорость переноса массы вещества определяется особенностями их течения. Следовательно, область массообмена тесно связана также и с механикой жидкости и газа. Это в первую очередь относится к теории пограничного слоя.

#### 4.6.1 Основные понятия про массообмен. Понятие про фазу системы. Массоотдача и массопередача. Абсорбция, адсорбция и десорбция

Под массообменом понимают необратимый процесс переноса массы в пределах одной или нескольких фаз. Напомним, что фаза есть однородная часть системы, имеющая одинаковый состав во всех своих точках и отделенная от других частей поверхностями раздела. Например, система, состоящая из жидкой воды и льда (независимо от того, находится ли лед в виде одного куска или нескольких), имеет две фазы – жидкую воду и лед. Фазы бывают газообразными, жидкими и твердыми.

Массообмен включает массоотдачу и массопередачу. Под массоотдачей понимают процесс переноса массы в границах одной фазы, а под массопередачей – перенос вещества из одной фазы в другую через поверхность раздела фаз.

При протекании массообменных процессов во многих случаях существенную роль играют абсорбция, адсорбция и десорбция.

Под абсорбцией газов понимают объемное поглощение газов и паров жидкостью (абсорбентом) с образованием раствора. Абсорбция применяется в технике для разделения и очистки газов, выделения паров из парогазовых смесей, что объясняется различной растворимостью газов и паров в жидкости.

Под адсорбцией понимают поглощение вещества из газообразной среды или жидкого раствора поверхностью твердых или жидких тел, называемых адсорбентом. В общем случае причина адсорбции – нескомпенсированность межмолекулярных сил вблизи этой поверхности, т.е. имеет место адсорбционное силовое поле.

Природа адсорбционных сил может быть весьма различной. Если это ван-дер-ваальсовы силы или электростатические силы притяжения частиц, то адсорбция называется физической. Во время физической адсорбции газа или пара происходит и обратный процесс – выделение адсорбированных частиц поверхностью адсорбента, т.е. десорбция.

При химической адсорбции (хемосорбции), когда действуют химические силы, газ или пар, реагируя с адсорбентом, образует на его поверхности химические соединения.

#### **4.6.2 Диффузия. Молекулярная диффузия в технологических процессах. Плотность диффузионного потока вещества. Молекулярная диффузия. Первый закон Фика. Градиент концентрации вещества. Коэффициент диффузии. Факторы, влияющие на коэффициент диффузии**

Если массообмен осуществляется в результате хаотического движения атомов, молекул или ионов вещества, то он называется диффузией. Такой перенос массы имеет место в неподвижной или почти неподвижной среде. При переносе вещества из одной части пространства в другую за счет вынужденной или свободной конвекции массообмен называют конвективным.

Диффузия играет важную роль в различных областях науки и техники, в процессах, происходящих в живой и неживой природе. Диффузия служит основой многих распространенных технологий: спекания порошков, химико-термической обработки металлов (например, азотирование и цементация сталей), гомогенизации сплавов, металлизации и сварки материалов. Роль диффузии существенно возросла в связи с необходимостью создания материалов с заранее заданными свойствами для ядерной энергетики, космической техники и т.п. Знание законов, управляющих диффузией, позволяет предупреждать нежелательные изменения в изделиях, происходящих под влиянием высоких нагрузок и температур, облучения. Закономерностям диффузии подчиняются процессы физико-химической эмиграции элементов в земных недрах и во Вселенной.

Главной характеристикой диффузии служит плотность диффузионного потока вещества  $m$  [кг/(м<sup>2</sup>·с)], показывающая массу вещества в кг, переносимую за счет диффузии через 1 м<sup>2</sup> площади поверхности, перпендикулярной направлению переноса, за единицу времени 1 с.

Молекулярная диффузия может происходить под воздействием концентрационных, температурных градиентов или градиентов давления, а также под воздействием на систему внешнего электрического поля.

Диффузия с наложенным электрическим полем, которое вызывает направленный перенос заряженных частиц называется электродиффузией.

Температурный градиент может вызвать диффузию какого-то вида молекул в смеси даже при отсутствии градиента концентрации. Этот процесс называют термодиффузией.

При внешнем воздействии на систему градиента давления или гравитационного поля возникает бародиффузия.

Молекулярный перенос посредством термодиффузии и бародиффузии имеет ограниченное техническое применение и в дальнейшем будет рассматриваться обыкновенная молекулярная и турбулентная диффузии.

Рассмотрим среду, где отсутствуют градиенты температуры, давления, электрического потенциала и др. и имеется только неравномерное распределение концентрации вещества, состоящего из нескольких разнородных компонентов.

Под концентрацией  $C$  понимают отношение числа частиц компонента системы (смеси, сплава, раствора), его количества (молярная концентрация) или массы (массовая концентрация) к объему системы. Единицы измерения – соответственно  $\text{м}^{-3}$ ,  $\text{моль}/\text{м}^3$  и  $\text{кг}/\text{м}^3$ . В объеме системы в любой произвольный момент времени  $\tau$  можно выделить точки, где концентрация  $i$ -го компонента будет одинаковой. Соединив эти точки, получаем поверхность одинаковой концентрации  $i$ -го компонента вещества, которая может менять свое месторасположение во времени. При стационарном концентрационном поле месторасположение поверхности одинаковой концентрации не меняется. Поверхности одинаковой концентрации в фиксированный момент времени не пересекаются, т.к. в этот момент времени в одной и той же произвольной точке не может быть разных концентраций. По поверхности одинаковой концентрации перенос массы не происходит.

Рассмотрим трехмерное поле концентраций  $i$ -го компонента  $C_i = f(x, y, z, \tau)$  в многокомпонентной системе, которую обозначим индексом “а”. Вектор  $\vec{m}_i$  плотности диффузионного потока массы  $i$ -го вещества прямопропорционален концентрационному градиенту (первый закон Фика):

$$\vec{m}_i = -D_{i,a} \cdot \text{grad } C_i,$$

где  $\text{grad } C_i = \frac{\partial C_i}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial C_i}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial C_i}{\partial z} \vec{k}$  – есть градиент массовой концентрации  $i$ -го компонента, являющийся вектором, направленным в сторону возрастания концентрации компонента по нормали  $\vec{n}_i$  к поверхности одинаковой концентрации и по величине равный  $|\text{grad } C_i| = \partial C_i / \partial n \left[ (\text{кг} / \text{м}^3) / \text{м} \right]$ , т.е. первой производной по положительному направлению нормали;  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  – есть единичные векторы, направление которых совпадает с положительным направлением соответственно осей  $x, y, z$ ; коэффициент пропорциональности  $D_{i,a}$  называют коэффициентом взаимной диффузии  $i$ -го компонента в многокомпонентной системе “а”. Он показывает массу вещества в кг, переносимого диффузией в единицу времени (1 с) через единицу площади ( $1 \text{ м}^2$ ) поверхности одинаковой концентрации при градиенте концентрации компонента равном 1 и имеет единицу измерения:  $\text{м}^2/\text{с}$ . Помимо параметров вещества (тем-

пературы, давления) коэффициент диффузии  $i$ -го компонента зависит и от ряда других компонентов системы. Знак минус в уравнении поставлен ввиду противоположных направлений векторов  $\vec{m}_i$  и  $\text{grad } C_i$ .

Коэффициенты диффузии существенно различаются для диффузионных процессов в газовых и конденсированных (жидких и твердых) средах: наиболее быстро перенос частиц происходит в газах, медленнее в жидкости, еще медленнее в твердых телах.

В случае 2-х компонентной системы при одномерной диффузии выражение для диффузионного потока одного из компонентов принимает вид:

$$m_1 = -D_{1,2} \frac{dC_1}{dx}.$$

Первый закон Фика аналогичен закону теплопроводности Фурье.

### 4.6.3 Тройная аналогия процессов переноса импульса, теплоты и массы

В историческом плане, по-видимому, первым, кто обратил внимание на аналогию процессов переноса, был английский физик О. Рейнольдс.

Сходство процессов переноса массы, теплоты и импульса объясняется одинаковостью форм записи их главных уравнений. Рассмотрим поток жидкости, движущейся вдоль пластины по направлению оси  $x$ .

Плотности диффузионных потоков импульса  $\vec{I}$ , массы  $\vec{m}_i$  и энергии  $\vec{q}$  (теплоты) будут:

$$\begin{aligned} \vec{I} &= -v \cdot \text{grad} (\rho \cdot W_x) \quad \text{или} \quad I = -v \cdot \frac{\partial(\rho \cdot W_x)}{\partial y}; \\ \vec{m}_i &= -D_{i,a} \cdot \text{grad } C_i \quad \text{или} \quad m_i = -D_{i,a} \cdot \frac{\partial C_i}{\partial y}; \\ \vec{q} &= -a \cdot \text{grad} (\rho \cdot c_p \cdot T) \quad \text{или} \quad q = -a \cdot \frac{\partial(\rho \cdot c_p \cdot T)}{\partial y}. \end{aligned}$$

Учитывая второй закон Ньютона, соотношение для импульса можно записать через касательное напряжение  $P_k$ :

$$P_k = -v \cdot \frac{\partial(\rho \cdot W_x)}{\partial y}.$$

В уравнении произведение  $\rho \cdot W_x$  [(кг·м/с)/м<sup>3</sup> = кг/(м<sup>2</sup>·с)] представляет собой импульс 1 м<sup>3</sup> вещества в произвольной точке с координатой "y", т.е. концентрацию импульса в точке "y". Произведение  $\rho \cdot c_p \cdot T$  [Дж/м<sup>3</sup>] есть внутренняя энергия 1 м<sup>3</sup> вещества в точке "y" или концентрация внутренней энергии. Под концентрацией здесь будем понимать содержание в 1 м<sup>3</sup> или импульса, или массы примеси, или внутренней энергии. Принимая это во внимание, можно написать, что плотность потока количества движения пропорциональна градиенту концентрации импульса, плотность диффузионного потока массы – градиенту концентрации вещества, а плотность теплового потока пропорциональна градиенту концентрации внутренней энергии. Коэф-

коэффициентами пропорциональности соответственно являются коэффициенты кинематической вязкости  $\nu$ , взаимной диффузии  $D_{i,a}$  и температуропроводности "а". Все они имеют одинаковые единицы измерения.

Все три процесса весьма различны по физической сущности, однако, основные уравнения имеют одну и ту же форму.

Сходство форм трех уравнений позволяет сделать вывод о возможности распространения результатов исследования и анализа одного из процессов на любой из двух других процессов. Например, решения уравнения теплопроводности при соответствующих геометрических формах и граничных условиях могут быть распространены на задачи молекулярной диффузии.

Большинство промышленных процессов, при протекании которых существенную роль играет массообмен, связаны с турбулентными потоками жидкостей и газов. В результате обширных исследований по механике жидкостей и газов накоплен огромный объем информации, касающийся переноса количества движения в турбулентном потоке. Тройная аналогия подсказывает пути использования известных закономерностей из механики газов и жидкостей для анализа тепло- и массообмена в турбулентном потоке с целью нахождения коэффициентов тепло- и массоотдачи.

Для процессов массообмена аналогично числу Прандтля, которое представляет отношение коэффициента кинематической вязкости жидкости или газа к их коэффициенту температуропроводности, ввели число Шмидта Sc. Оно равно отношению коэффициента кинематической вязкости к коэффициенту диффузии:

$$Sc = \frac{\nu}{D}.$$

Аналогично тепловому числу Нуссельта введено диффузионное число Шервуда:

$$Sh = \frac{\beta \cdot \ell}{D},$$

где  $\ell$  – характерный линейный размер в м;  $\beta$  [м/с] – коэффициент массоотдачи.

Кроме этих чисел подобия используют и другие. Диффузионное число Фурье

$$Fo_{\text{диф}} = D \cdot \tau / \ell^2$$

используется при анализе нестационарных процессов диффузии. Оно представляет собой безразмерное время процесса.

Диффузионное число Пекле:

$$Pe_{\text{диф}} = \frac{W \cdot \ell}{D},$$

которое связано с числами Шмидта и Рейнольдса:

$$Pe_{\text{диф}} = Re \cdot Sc.$$

Диффузионное число Стентона:

$$St_{\text{диф}} = \frac{\beta}{W},$$

где  $\bar{W}$  – среднерасходная скорость.

Для установившегося вынужденного течения, когда влиянием объемных сил можно пренебречь, справедливы функциональные зависимости для процессов тепло- и массообмена:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot \ell}{\lambda_{ж}} = \varphi(Re, Pr);$$

$$Sh = \frac{\beta \cdot \ell}{D} = \varphi_{диф}(Re, Sc).$$

Функции  $\varphi_{диф}$  и  $\varphi$  в этих уравнениях аналогичны, что было подтверждено многочисленными экспериментами по переносу массы и теплоты для потоков в трубе и на плоской плите, а также для потоков вокруг цилиндров, сфер и через уплотненные слои.

В инженерной практике часто приходится иметь дело с твердыми частичками, находящимися в потоке газа или жидкости. При этом сопротивление массообмену обычно сосредоточено во внешнем пограничном слое. При наличии капель или пузырей диффузионные сопротивления, как правило, распределены в обеих фазах. Решение задачи стационарной массоотдачи от твердой сферической частицы диаметром "d" в бесконечную неподвижную жидкость приводит к постоянному значению числа Шервуда:

$$Sh = \frac{\beta \cdot \ell}{D} = 2.$$

Простейшими примерами подтверждения аналогии процессов конвективного теплообмена и конвективной диффузии служит случай тепло- и массообмена при обтекании пластины плоскопараллельным ламинарным потоком, для которого имеются теоретические решения. Так, для определения средних коэффициентов теплоотдачи  $\bar{\alpha}$  и массоотдачи  $\bar{\beta}$  на участке длиной  $\ell$  получены следующие критериальные зависимости:

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} \cdot \ell}{\lambda} = 0,664 \cdot \sqrt[3]{Pr} \cdot \sqrt{Re};$$

$$Sh = \frac{\bar{\beta} \cdot \ell}{D} = 0,664 \cdot \sqrt[3]{Sc} \cdot \sqrt{Re},$$

где  $\ell$  – расстояние от передней кромки пластины;  $Re = W_0 \cdot \ell / \nu$  – число Рейнольдса;  $W_0$  – скорость набегающего потока.

Используя аналогию тепло- и массообменных процессов с переносом количества движения, было получено простое решение для частного случая полностью развитого турбулентного потока в гладкой круглой трубе. Так, для массообмена при значении  $Sc = 1$ :

$$St_{диф} = \frac{\beta}{W} = \frac{\lambda}{8},$$

где  $\lambda$  – коэффициент трения из закона Дарси-Вейсбаха. В зарубежной литературе вместо  $\lambda$  используют коэффициент трения Фаннинга  $f$  ( $\lambda = 4 \cdot f$ ).

Для расчета теплообмена имеется аналогичная зависимость:

$$St = \frac{\alpha}{c_p \cdot \rho \cdot W} = \frac{\lambda}{8}.$$

Для турбулентных потоков в гладких трубах известна формула Блазиуса

$$\lambda = \frac{0,316}{Re^{0,25}},$$

аналогичная зависимости коэффициента трения Фаннинга от числа Рейнольдса:

$$f = \frac{0,0791}{Re^{0,25}}.$$

Чилтон Т. и Кольборн А. в области чисел Рейнольдса  $2\,000 < Re < 10\,000$  предложили уравнения, отдельно записанные для переноса теплоты и массы:

– для теплообмена

$$St = \frac{\alpha}{c_p \cdot \rho \cdot W} = \frac{f}{2} \cdot Pr^{-\frac{2}{3}};$$

– для массообмена

$$St_{\text{диф}} = \frac{\beta}{W} = \frac{f}{2} \cdot Sc^{-\frac{2}{3}}.$$

Эти уравнения являются одними из наиболее полезных и простейшими среди многочисленных выражений, связывающих перенос массы, теплоты и количества движения. Уравнение по массоотдаче справедливо в интервале чисел Шмидта от 0,6 до 3000 и выше. Существенным для соотношений, приведенных выше, является то, что коэффициент трения Фаннинга "f" характеризует поверхностное трение. Поэтому в случае плохообтекаемых тел, когда преобладает сопротивление формы, эти соотношения неприемлемы.

Полезно знать соотношение Льюиса. Запишем в общем виде критериальные уравнения для определяемых чисел Нуссельта и Шервуда:

$$Nu = A \cdot Re^m \cdot Pr^n;$$

$$Sh = A \cdot Re^m \cdot Sc^n.$$

Разделив первое уравнение на второе, получим:

$$\frac{Nu}{Sh} = \left( \frac{Pr}{Sc} \right)^n.$$

При соотношении  $Pr/Sc = 1$  и равенстве  $D = a$  получаем соотношение Льюиса:

$$\beta = \frac{\alpha}{\rho \cdot c_p}.$$

Соотношение Льюиса для ламинарного потока справедливо только при  $D = a$ . Для турбулентного потока оно справедливо независимо от того, равняется ли отношение  $a/D$  единице или нет.

При свободной конвекции уравнение теплообмена имеет вид:

$$Nu = \varphi(Gr, Pr),$$

где  $Gr = \frac{g \cdot \ell^3}{\nu^2} \cdot \left( \frac{\rho_{cp}}{\rho_{ct}} - 1 \right)$  - число Грасгофа, записанное через плотности,  $\rho_{ct}$  – плотность газовой среды при температуре стенки, а  $\rho_{cp}$  – плотность газовой среды вне пограничного слоя.

Используя аналогию процессов теплового и диффузионного переносов, получим выражение для числа Шервуда, описывающего массообмен в условиях свободной конвекции:

$$Sh = \frac{\beta \cdot \ell}{D} = \varphi_{\text{диф}}(Gr, Sc).$$

Функция  $\varphi_{\text{диф}}$  аналогична соответствующей функции в области теплообмена при расчете числа Нуссельта с механической заменой числа  $Pr$  на число  $Sc$ .



## Лекция 21

План лекции:

**Молекулярна та турбулентна дифузія.**

Стационарна дифузія. Нестационарна молекулярна дифузія. Другий закон Фіка. Молекулярна дифузія в технологічних процесах. Турбулентна дифузія. Основні поняття і визначення. Дифузійний прикордонний шар. Коефіцієнт турбулентної дифузії.

### 4.6.4 Стационарная диффузия. Нестационарная молекулярная диффузия. Второй закон Фика. Молекулярная диффузия в технологических процессах

Различают стационарную и нестационарную диффузии. При стационарной диффузии поле концентрации вещества не изменяется во времени, но может меняться по пространственной координате. При нестационарной диффузии пространственно-временное распределение концентрации описывается дифференциальным уравнением в частных производных, известным в литературе как второй закон Фика:

$$\frac{\partial C_i}{\partial \tau} = D_{i,a} \cdot \Delta C_i,$$

где  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  есть дифференциальный оператор Лапласа.

В декартовой системе координат это уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial C_i}{\partial \tau} = D_{i,a} \cdot \left( \frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial z^2} \right)$$

Дифференциальные уравнения первого и второго законов Фика записаны в той же математической форме, что и уравнения теплопроводности в твердых телах, для которых известны многочисленные решения (как аналитические, так и численные) при различных геометрических формах тел и краевых условиях. Решения, относящиеся к уравнениям нестационарной теплопроводности в твердых телах, включают температуру вместо концентрации и коэффициент температуропроводности вместо коэффициента диффузии.

Одновременно с диффузионным переносом частиц посторонних веществ (примесей), неравномерно распределенных в какой-либо среде, происходит самодиффузия – случайное перемещение частиц самой среды, химический состав которой при этом не изменяется. Данный процесс, наблюдаемый даже в отсутствие в системе термодинамических сил, описывается также уравнениями Фика, в которых коэффициент взаимной диффузии  $D_{i,a}$  заменяется на коэффициент самодиффузии  $D_c$ . Эффекты самодиффузии могут приводить к сращиванию двух шлифованных образцов одного и того же вещества, спеканию порошков при протекании через них электрического тока и т.д.

#### 4.6.5 Турбулентная диффузия. Основные понятия и определения. Диффузионный пограничный слой. Коэффициент турбулентной диффузии

В турбулентном потоке неоднородной газовой или жидкой среды на главное движение накладывается неправильное пульсационное движение, в результате чего возникает перемешивание отдельных частей потока. Турбулентное перемешивание между слоями потока за счет турбулентных макро-частиц (вихрей) вызывает обмен не только импульсами, но и теплотой и примесями в тех случаях, когда поле течения имеет неодинаковую температуру или неодинаковую концентрацию примесей в основном веществе потока. Возмущенные турбулентные макромассы перемещаются в пространстве, и, таким образом, осуществляется турбулентный диффузионный перенос массы.

Главное уравнение турбулентной диффузии определяется аналогично молекулярной диффузии:

$$\vec{m}_{\text{турб.}i} = -D_{\text{турб.}i,a} \cdot \text{grad } \bar{C}_i,$$

где  $D_{\text{турб.}i,a}$  – коэффициент взаимной турбулентной диффузии;  $\bar{C}_i$  – усредненное по времени значение концентрации  $i$ -го компонента;  $\vec{m}_{\text{турб.}i}$  – вектор плотности турбулентного диффузионного потока массы  $i$ -го компонента.

Наряду с турбулентной диффузией в турбулентном потоке перенос массы осуществляется и за счет молекулярной диффузии. Общий перенос массы является результатом и молекулярного движения и турбулентного перемешивания. Обычно полагают, что турбулентная и молекулярная диффузии в турбулентном потоке независимы, а их коэффициенты обладают свойством аддитивности:

$$D_{\text{общ.}i,a} = D_{i,a} + D_{\text{турб.}i,a}$$

Поскольку турбулентный диффузионный массообмен по интенсивности несоизмеримо велик по сравнению с молекулярным диффузионным массообменом, то коэффициент турбулентной диффузии во много (в сотни и тысячи) раз больше коэффициента молекулярной диффузии.

Вблизи стенки потока в жидкости турбулентность затухает. В данной области перенос осуществляется только за счет молекулярной диффузии, поскольку турбулентная диффузия в направлении по нормали к стенке отсутствует. Турбулентная диффузия преобладает в турбулентном потоке на больших расстояниях от стенки, где доля молекулярной диффузии относительно невелика. В промежуточной области играют роль как молекулярная, так и турбулентная диффузия. Аналогично понятиям гидродинамического и теплового пограничного слоя, можно говорить и о наличии диффузионного пограничного слоя.

В отличие от коэффициента взаимной молекулярной диффузии " $D_{i,a}$ ", являющегося физической величиной, коэффициент взаимной турбулентной диффузии " $D_{\text{турб.}i,a}$ " таковым не является. Интенсивность турбулентной диффузии в данной точке потока зависит от расстояния этой точки до стенки ка-

нала. Вдали от стенки, например, на оси цилиндрического потока, интенсивность турбулентной диффузии наибольшая. По мере приближения к стенкам потока интенсивность турбулентной диффузии становится меньше. Вблизи фазовой границы, где вихревое движение турбулентного потока подавлено, турбулентная диффузия может оказаться несущественной по сравнению с параллельно протекающим процессом молекулярной диффузии.

Таким образом, коэффициент турбулентной диффузии отличается от коэффициента молекулярной диффузии не только своей величиной, но и переменностью относительно координат, как это имеет место и в отношении молекулярной и турбулентной вязкости.

Для математического описания конвективной диффузии в турбулентном потоке несжимаемой жидкости используют уравнения, аналогичные тем, которые используются для описания молекулярной диффузии

#### **4.6.6 Массоотдача. Понятия о коэффициенте массоотдачи, его единица измерения и физический смысл. Факторы, обуславливающие коэффициент массоотдачи**

Во многих случаях массоотдачи, особенно к турбулентному потоку или от него, наиболее резкое падение градиента концентрации по нормали к границе раздела фаз сосредоточено в тонком слое, прилегающем к этой границе, на которой, как правило, существует равновесие концентраций.

Для расчета процессов переноса вещества в пределах данной фазы от границы раздела в глубь потока (в ядро потока) или из ядра потока к межфазной границе вводят понятие коэффициента массоотдачи  $\beta$ , понимаемого как коэффициент пропорциональности в уравнении массоотдачи:

$$m_i = \beta \cdot (C_{i,\infty} - C_{i,\Gamma}),$$

где  $m_i$  – величина плотности потока массы  $i$ -го компонента в  $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ;  $C_{i,\Gamma}$  – равновесная концентрация  $i$ -го компонента на границе раздела фаз в  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $C_{i,\infty}$  – концентрация  $i$ -го компонента в ядре потока в  $\text{кг}/\text{м}^3$ .

Коэффициент массоотдачи  $\beta$  [ $\text{м}/\text{с}$ ] показывает, какая масса вещества в  $\text{кг}$  передается диффузией от границы раздела фаз в ядро потока или наоборот за время  $1 \text{ с}$  на площади в  $1 \text{ м}^2$  поверхности раздела фаз при разности массовых концентраций между границей раздела фаз и ядром потока в  $1 \text{ кг}/\text{м}^3$ .

Уравнение массоотдачи иногда записывают в другом виде, например:

$$m_i = \beta \cdot (P_{i,\infty} - P_{i,\Gamma}),$$

где  $P_{i,\Gamma}$  и  $P_{i,\infty}$  – парциальные давления  $i$ -го компонента в газовой фазе соответственно на межфазной границе и в ядре потока [ $\text{Па}$ ].

Соответственно изменяется размерность коэффициента массоотдачи  $\beta$  и его физический смысл.

Тогда  $\beta$  [ $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Па})$ ] показывает массу газа, переносимого диффузией от межфазной границы в ядро или наоборот, за  $1 \text{ с}$  через  $1 \text{ м}^2$  площади границы при разности парциальных давлений  $P_{i,\infty} - P_{i,\Gamma} = 1 \text{ Па}$ .

Коэффициент массоотдачи  $\beta$  определяют опытным путем.

Уравнение массоотдачи аналогично уравнению теплоотдачи Ньютона-Рихмана, описывающему конвективный теплообмен между телом и окружающей средой.

#### 4.6.7 Массопередача. Коэффициент массопередачи. Его связь с коэффициентами массоотдачи

Во многих промышленных процессах происходит перенос растворенного вещества из одной фазы в другую. Такая картина, например, наблюдается при горении жидких и твердых топлив, при обжиге окатышей, при мартеновском процессе, когда кислород из печной газовой фазы переносится в жидкую ванну и других процессах.

Растворенное вещество переносится из объема одной фазы на границу раздела фаз и затем от межфазной границы в объем другой фазы. Во многих случаях закономерности и методы расчета переноса вещества в пределах одной фазы можно применить к каждому из пограничных слоев, или пленок, примыкающих к межфазной границе – двухпленочная модель Уитмена и Льюиса.

На рис. 4.11 показана картина распределения концентрации вещества в двух соприкасающихся фазах 1 и 2.

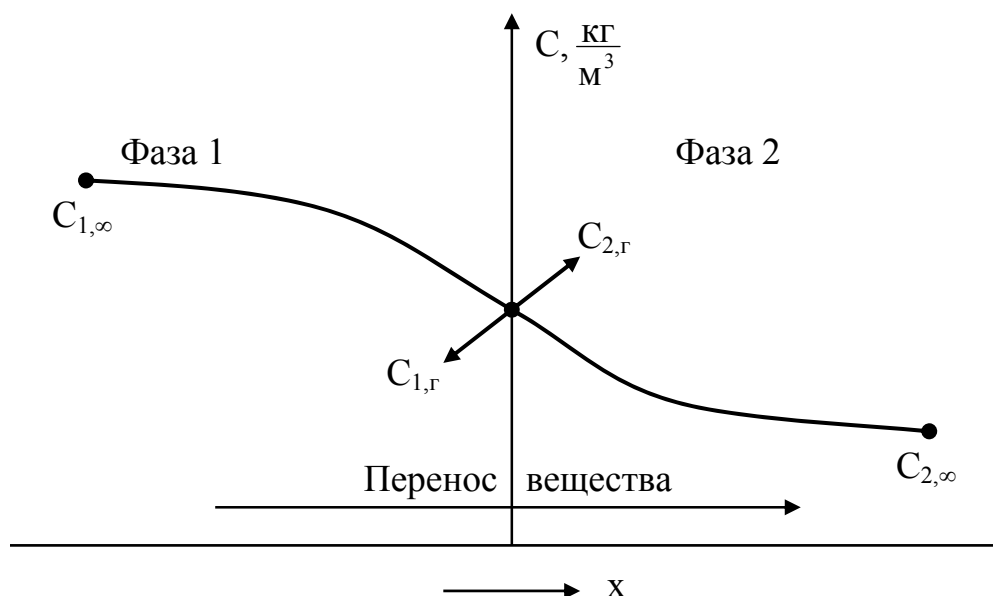


Рис. 4.11 – Распределение концентрации вещества в двух фазах

Концентрация вещества в фазе 1 в отдалении от межфазной границы (например, в ядре потока) равна  $C_{1,\infty}$ , а в фазе 2 – соответственно  $C_{2,\infty}$ . Если предположить равновесие на границе раздела фаз, то концентрации вещества в плоскости контакта фаз будут одинаковыми  $C_{1,\gamma} = C_{2,\gamma}$ . Это положение подтверждается многочисленными экспериментами.

Для каждой из фаз запишем уравнение массопереноса:

$$m_1 = \beta_1 \cdot (C_{1,\infty} - C_{1,r});$$

$$m_2 = \beta_2 \cdot (C_{2,r} - C_{2,\infty}).$$

Для стационарного процесса массопереноса имеем:

$$m_1 = m_2 = m.$$

Определив разности концентраций из уравнений и сложив левые и правые части полученных равенств, после несложных преобразований получаем уравнение массопередачи:

$$m = \frac{C_{1,\infty} - C_{2,\infty}}{\frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2}}.$$

По аналогии с законом Ома величины, обратные коэффициентам массоотдачи,  $1/\beta_1$  и  $1/\beta_2$  называли диффузионными сопротивлениями. Их еще называют фазовыми сопротивлениями переносу вещества. Уравнение массопередачи запишем в виде:

$$m = K \cdot (C_{1,\infty} - C_{2,\infty}).$$

Коэффициент пропорциональности  $K$  называют коэффициентом массопередачи вещества из одной фазы в другую через поверхность их контакта. В данном случае  $K$  [м/с] имеет единицу измерения коэффициента массоотдачи  $\beta$ . Он показывает, какое количество массы вещества в кг переносится из одной фазы в другую за время 1 с через  $1 \text{ м}^2$  площади поверхности контакта фаз при разности концентраций  $C_{1,\infty} - C_{2,\infty} = 1 \text{ кг/м}^3$ .

Из уравнения массопередачи следует:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2}}.$$

## Модуль 5

### Лекция 22

План лекции:

**Загальні поняття. Закони випромінювання.**

Теплообмін випромінюванням. Загальні поняття, параметри і визначення. Поглинання, відображення і пропускна здатність тіл. Основні закони випромінювання абсолютно чорних тел. Власне напівсферичне випромінювання, кутова щільність і яскравість випромінювання.

## 5 Теплообмен излучением

### 5.1 Общие понятия, параметры и определения

Тепловое излучение представляет распространение электромагнитных волн в интервале длин от  $\lambda_1 = 0,4$  мкм до  $\lambda_2 = 400$  мкм. Однако такое представление о природе теплового излучения оказывается недостаточным для объяснения многих явлений, когда лучистая энергия вступает во взаимодействие с веществом или испускается им. Тепловое излучение можно рассматривать и как поток огромного числа фотонов или квантов, летящих со скоростью света.

Квантовые представления используются в физике при выводе закона Планка.

### 5.2 Поглощательная, отражательная и пропускательная способность реальных твердых тел и газов

Падающая лучистая энергия частично поглощается твердой поверхностью, частично отражается от твердой поверхности и частично проходит через тело (рис. 5.1). В отличие от зеркального отражения, в расчетах лучистого теплообмена отражение энергии принимается диффузным, когда пучок параллельных лучей, падающих на элементарную площадку  $dF$ , отражается от нее по всевозможным направлениям в пределах телесного угла  $\omega = 2\pi$ . Диффузное отражение обязано шероховатости твердой поверхности.

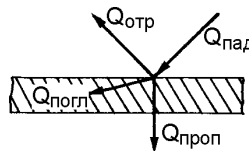


Рис. 5.1 – К определению поглощательной, отражательной и пропускательной способности тел

Тепловой баланс для падающего излучения  $Q_{\text{пад}}$  запишется в виде  $Q_{\text{погл}} + Q_{\text{отр}} + Q_{\text{проп}} = Q_{\text{пад}}$  или  $A + R + D = 1$ ,

где  $A = Q_{\text{погл}} / Q_{\text{пад}}$  – поглощательная способность тела;  $R = Q_{\text{отр}} / Q_{\text{пад}}$  – отражательная способность тела;  $D = Q_{\text{проп}} / Q_{\text{пад}}$  – пропускательная способность тела.

У твердых тел  $D_T = 0$ , тогда  $R_T = 1 - A_T$ .

Абсолютно черное тело (в сокращенной записи АЧТ) обладает максимальной поглощательной способностью. Оно полностью (на 100 %) поглощает падающие на тело лучи с длиной волны от  $\lambda = 0$  до  $\lambda = \infty$ . Имеем:  $A_0 = 1$ , т.е.  $D_0 = 0$  и  $R_0 = 0$ , где индекс "0" относится к АЧТ. У газов  $R_T = 0$ , тогда  $D_T = 1 - A_T$ . У воздуха и  $A_B = 0$ .

### 5.3 Основные законы излучения АЧТ

#### 5.3.1 Закон Планка

Энергия излучения элементарной площадки  $dF$  распространяется по всем направлениям в пространстве в пределах полусферы.

Интегральная плотность потока полусферического излучения представляет энергию излучения единицы поверхности в единицу времени и в нашем изложении имеет стандартную запись в виде

$$q = \frac{dQ}{dF} \text{ [Вт/м}^2\text{]}.$$

В литературе плотность теплового потока излучения часто изображается буквой  $E$ .

Интегральное полусферическое излучение определяется потоком спектрального полусферического излучения  $J_\lambda$ , который представляет энергию излучения единицы поверхности в единицу времени в интервале длин волн, равном единице

$$J_\lambda = \frac{dq_\lambda}{d\lambda} \left[ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{м}} \right].$$

Согласно закону Планка поток излучения для АЧТ в зависимости от температуры и длины волны определяется по формуле:

$$J_{0\lambda} = \frac{dq_{0\lambda}}{d\lambda} = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1},$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – константы.

Зависимость  $J_{0\lambda} = f(T)$  для различных температур изображена на рис. 5.2. С повышением температуры спектральная плотность потока излучения возрастает на каждой длине волны, а максимальная плотность потока полусферического излучения смещается в сторону коротких длин волн.

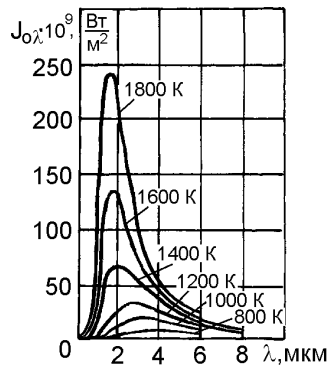


Рис. 5.2 – К иллюстрации закона Планка

### 5.3.2 Закон Стефана-Больцмана

Площадь под кривой Планка (рис. 5.2) представляет собой интегральное полусферическое излучение АЧТ

$$q_0 = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} J_{0\lambda} d\lambda.$$

Подставляя сюда закон Планка, после интегрирования получим закон Стефана-Больцмана

$$q_0 = \sigma_0 \cdot T^4,$$

где  $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$  – коэффициент излучения АЧТ.

Закон открыт экспериментально Стефаном в 1879 году и доказан теоретически Больцманом, исходя из термодинамических соображений, в 1893 году.

### 5.4 Угловая плотность. Яркость

Угловая плотность излучения  $I_{\varphi M}$  представляет энергию, излучаемую единицей элементарной поверхности  $dF_M$  в единицу времени в пределах единицы элементарного телесного угла  $d\omega$  в направлении  $L$ , определяемым углом  $\varphi$  с нормалью к поверхности излучения в точке  $M$

$$I_{\varphi M} = \frac{d^2 Q_{\varphi M}}{dF_M \cdot d\omega}, \left[ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{ср}} \right]. \quad (\text{А})$$

Элементарный телесный угол  $d\omega$  рассчитывается по формуле:

$$d\omega = \frac{dF_N}{r_{MN}^2},$$

где  $dF_N$  – элементарная площадка, расположенная на поверхности шара с радиусом  $r_{MN}$  (рис. 5.3).



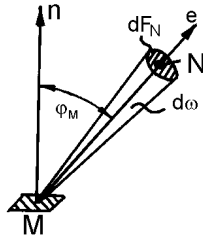


Рис. 5.3 – К определению угловой плотности излучения

Если площадка  $dF_N$  расположена произвольно в пространстве, то

$$d\omega = \frac{dF_N \cdot \cos \varphi_N}{r_{MN}^2}, \quad (\text{Б})$$

где  $\varphi_N$  – угол между нормалью в точке N для площадки  $dF_N$  и направлением излучения MN, т.е. с радиусом шара  $r_{MN}$ .

Согласно закону Ламберта

$$I_{\varphi_M} = I_{nm} \cdot \cos \varphi_M,$$

где  $I_{nm}$  – угловая плотность излучения по направлению нормали в точке M, называемая также яркостью для диффузного излучения.

Закон Ламберта имеет простой физический смысл (рис. 5.4): с поверхности шара видна не площадка  $dF_M$ , а ее проекция на плоскость, перпендикулярную к направлению излучения. В свою очередь, яркость рассчитывается через известную плотность теплового потока

$$I_{nm} = \frac{q_M}{\pi} \quad (\text{В}).$$

## Лекция 23

План лекции:

**Загальні поняття. Закони випромінювання.**

Закони випромінювання сірих тел. Ступінь чорноти сірих тіл. Визначення і математичні формулювання. Закони Кірхгофа, зсуву Віна й ін.

### 5.5 Излучение реальных тел. Закон Кирхгофа

Спектральная или иначе монохроматическая относительная излучательная способность реальных тел определяется в виде

$$\varepsilon_{\lambda T} = \frac{J_{\lambda(T)}}{J_{0\lambda(T)}}$$

где  $J_{\lambda(T)}$  – спектральная плотность потока излучения реального тела, являющаяся функцией длины волны  $\lambda$  и температуры  $T$ .

Величину излучательной способности  $\varepsilon_{\lambda T}$  также называют спектральной степенью черноты.

При термодинамическом равновесии спектральная степень черноты равна спектральной поглощательной способности

$$A_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda}.$$

Данное равенство называется законом Кирхгофа.

Для серых тел  $\varepsilon_{\lambda T}$  не зависит от длины волны, а для идеально серого тела и от температуры. В инженерных расчетах нагреваемый металл и огнеупорную кладку печи чаще всего принимают идеально серыми.

Распределение спектральной плотности теплового потока излучения для серого тела при одной и той же температуре будет аналогично кривой Планка для излучения АЧТ (см. рис. 5.4).

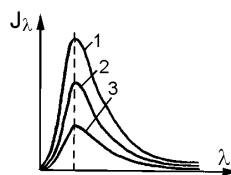


Рис. 5.4 – Спектральная плотность потока излучения серого тела: 1 -  $\varepsilon = 1$  (абсолютно черное тело); 2 -  $\varepsilon = 0,67$ ; 3 -  $\varepsilon = 0,33$ .

На рис. 5.5 представлена качественная зависимость  $\varepsilon_{\lambda}$  для запыленных газовых сред и для чистых излучающих газов  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ .

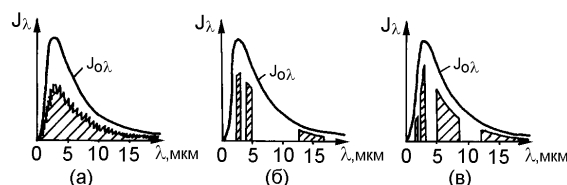


Рис. 5.5 – Спектральная плотность потока излучения различных газов: а) запыленный газ; б)  $\text{CO}_2$ ; в)  $\text{H}_2\text{O}$

Интегральная плотность полусферического потока излучения серого тела определится весьма просто

$$q = \varepsilon \cdot q_0 = \sigma_0 \cdot \varepsilon \cdot T^4.$$

## Лекция 24

План лекции:

**Потоки випромінювання. Кутові коефіцієнти.**

Види потоків випромінювання. Зв'язок різних видів потоків випромінювання, рівняння Поляка. Геометричні властивості систем з теплообміном випромінюванням. Кутові коефіцієнти і їхні властивості. Математичні формулювання і вивід елементарних, локальних і середніх кутових коефіцієнтів.

### 5.6 Классификация тепловых потоков. Формула Поляка

Излучение, которое определяется природой тела и его температурой, называется собственным излучением. Спектральное и интегральное собственное излучение  $J_{\lambda\text{соб}}$ ,  $q_{\text{соб}}$ ,  $Q_{\text{соб}} = q_{\text{соб}} \cdot F$  определяется по законам Планка и Стефана-Больцмана.

Часть упавшей энергии диффузно отразится от него в соответствии с его отражательной способностью и называется отраженным излучением

$$Q_{\text{отр}} = R \cdot Q_{\text{пад}}$$

Сумму собственного и отраженного теплового потока называют эффективным тепловым потоком (рис. 5.6)

$$Q_{\text{эф}} = Q_{\text{соб}} + Q_{\text{отр}}$$

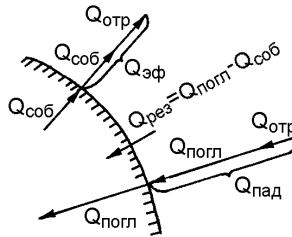


Рис. 5.6 – Схема лучистых тепловых потоков у поверхности тела, поглощающего теплоту

Таким образом, от каждой поверхности в системе теплообмена испускается эффективное излучение.

Результирующий тепловой поток  $Q_{\text{рез}}$  равен разности между поглощенным тепловым потоком  $Q_{\text{погл}}$  и собственным излучением  $Q_{\text{соб}}$

$$Q_{\text{рез}} = Q_{\text{погл}} - Q_{\text{соб}}$$

Поскольку  $Q_{\text{погл}} = A \cdot Q_{\text{пад}}$ , то

$$Q_{\text{рез}} = A \cdot Q_{\text{пад}} - Q_{\text{соб}},$$

тогда выражение для падающего теплового потока принимает вид

$$Q_{\text{пад}} = \frac{Q_{\text{рез}} + Q_{\text{соб}}}{A}.$$

Учитывая очевидное равенство:  $Q_{\text{эф}} = Q_{\text{пад}} - Q_{\text{рез}}$  и с учетом  $R = 1 - A$ , получим связь между эффективным, результирующим и собственным излучением, называемую формулой Поляка

$$Q_{\text{эф}} = \frac{R}{A} Q_{\text{рез}} + \frac{1}{A} Q_{\text{соб}}.$$

### 5.7 Угловые коэффициенты излучения

Самая простая печная система состоит из огнеупорной кладки и нагреваемого металла. Поверхность кладки состоит, по крайней мере, из пяти ( $K = 5$ ) поверхностей. Но если их температуры незначительно отличаются между собой, то можно считать, что в печи имеется лишь одна поверхность кладки с  $F_{\text{кл}} = \sum_{i=1}^K F_i$ , что значительно упрощает расчет теплообмена.

Результат теплообмена для металла зависит не только от температур  $T_{\text{г}}$ ,  $T_{\text{кл}}$  и  $T_{\text{ме}}$ , но и от угловых коэффициентов излучения, зависящих от расположения кладки относительно нагреваемого металла.

Средний угловой коэффициент для эффективного излучения  $\varphi_{12}$  представляет долю полусферического эффективного излучения поверхности  $F_1$ , направляющуюся на поверхность  $F_2$

$$\varphi_{12} = \frac{Q_{F_1-F_2}^{\text{эф}}}{Q_{F_1}^{\text{эф}}}.$$

Эффективное излучение, направляющееся с площадки  $dF_1$  на площадку  $dF_2$ , можно найти из определения для угловой плотности излучения точки, поскольку излучение центральной точки характеризует среднее излучение площадки  $dF_1$ . Пусть точка "M" принадлежит поверхности  $F_1$ , а точка "N" – поверхности  $F_2$ . Из выражений (А), (Б) и (В) (раздел 3.4.4) следует

$$\begin{aligned} d^2 Q_{dF_M dF_N}^{\text{эф}} &= I_{\varphi_M}^{\text{эф}} \cdot dF_M \cdot d\omega = I_{\text{нм}}^{\text{эф}} \cdot \cos \varphi_M \cdot dF_M \cdot d\omega = \\ &= \frac{q_M^{\text{эф}}}{\pi} \cdot \cos \varphi_M \cdot dF_M \cdot d\omega = \frac{q_M^{\text{эф}}}{\pi} \cdot \cos \varphi_M \cdot dF_M \cdot \frac{dF_N \cdot \cos \varphi_N}{r_{MN}^2}. \end{aligned}$$

Поскольку  $Q_{F_1-F_2}^{\text{эф}} = \int \int_{F_1 F_2} d^2 Q_{dF_M dF_N}^{\text{эф}}$ ,  $Q_{F_1}^{\text{эф}} = \int_{F_1} q_M^{\text{эф}} \cdot dF_M$ , а также  $q_M^{\text{эф}} = \text{const}$

и  $q_N^{\text{эф}} = \text{const}$  окончательно получим

$$\varphi_{12} = \frac{1}{F_1} \cdot \int \int_{F_1 F_2} \frac{\cos \varphi_M \cdot \cos \varphi_N}{\pi \cdot r_{MN}^2} dF_M dF_N,$$

$$\varphi_{21} = \frac{1}{F_2} \cdot \int \int_{F_1 F_2} \frac{\cos \varphi_M \cdot \cos \varphi_N}{\pi \cdot r_{MN}^2} dF_M dF_N.$$

Взятие интегралов связано с преодолением математических затруднений и не всегда может быть выполнено.

## Лекция 25

План лекции:

**Потоки випромінювання. Кутові коефіцієнти.**

Кутові коефіцієнти для найпростіших систем теплообміну випромінюванням. Задача розрахунку результуючого потоку випромінюванням у системі з двох неплоских поверхонь. Приведені коефіцієнти випромінювання для найбільш поширених реальних замкнутих систем теплообміну випромінюванням. Теплообмін випромінюванням між двома поверхнями при наявності екрана між ними.

### 5.7.1 Угловые коэффициенты для простейших систем теплообмена излучением

Расчет угловых коэффициентов весьма прост для шаровой полости (рис. 5.7), для которой справедливы абсолютно строгие теоретические решения:

$$\varphi_{12} = \varphi_{22} = \frac{F_2}{F_{\text{шар}}} = \frac{F_2}{F_1 + F_2},$$

$$\varphi_{21} = \varphi_{11} = \frac{F_1}{F_{\text{шар}}} = \frac{F_1}{F_1 + F_2}.$$

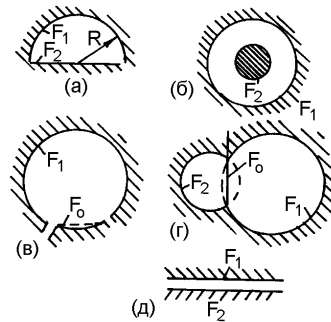


Рис. 5.7 – Простейшие геометрические системы

Для системы рис. 5.7а и 5.7б угловой коэффициент  $\varphi_{22}$  равен нулю. По условию замыкаемости, вытекающему из теплового баланса, имеем для любой системы из двух замкнутых поверхностей:

$$\varphi_{12} + \varphi_{11} = 1,$$

$$\varphi_{21} + \varphi_{22} = 1.$$

Следовательно, для системы с  $\varphi_{22} = 0$  имеем  $\varphi_{21} = 1$ .

Из интегральных выражений для угловых коэффициентов вытекает свойство взаимности

$$F_1 \cdot \varphi_{12} = F_2 \cdot \varphi_{21}.$$

## 5.8 Расчет теплообмена в простейшей печной системе при отсутствии лучепоглощающей среды

Этот случай теплообмена наблюдается в электрических печах, в печах с газовым отоплением в периоды отсутствия подачи топлива в печь. Считаем, что поверхность 2 относится к металлу, а поверхность 1 – к кладке печи.

Результирующий поток для металла определяется по ранее полученной формуле

$$Q_{\text{рез2}} = Q_{\text{погл2}} - Q_{\text{собр2}} = A_2 \cdot Q_{\text{пад2}} - Q_{\text{собр2}}.$$

На металл в соответствии с сущностью углового коэффициента для эффективного излучения падает эффективное излучение от кладки  $Q_{\text{эф1}} \cdot \varphi_{12}$  и эффективное излучение от самого металла  $Q_{\text{эф2}} \cdot \varphi_{22}$ . Следовательно

$$Q_{\text{рез2}} = A_2 \cdot [Q_{\text{эф1}} \cdot \varphi_{12} + Q_{\text{эф2}} \cdot \varphi_{22}] - Q_{\text{собр2}}.$$

Здесь при известных температурах  $T_1$  и  $T_2$  содержатся 3 неизвестные:  $Q_{\text{рез2}}$ ,  $Q_{\text{эф1}}$ ,  $Q_{\text{эф2}}$ . Используя связь между  $Q_{\text{эф1}}$ ,  $Q_{\text{эф2}}$  и  $Q_{\text{рез1}}$ ,  $Q_{\text{рез2}}$  в формуле Поляка, получим лишь одно неизвестное, поскольку  $Q_{\text{рез1}} = -Q_{\text{рез2}}$

$$Q_{\text{рез2}} = A_2 \left[ \left( \frac{R_1}{A_1} Q_{\text{рез1}} + \frac{1}{A_1} Q_{\text{собр1}} \right) \cdot \varphi_{12} + \left( \frac{R_2}{A_2} Q_{\text{рез2}} + \frac{1}{A_2} Q_{\text{собр2}} \right) \cdot \varphi_{22} \right] - Q_{\text{собр2}},$$

где

$$\frac{R_1}{A_1} = \frac{1 - A_1}{A_1} = \frac{1}{A_1} - 1; \quad \frac{R_2}{A_2} = \frac{1 - A_2}{A_2} = \frac{1}{A_2} - 1; \quad Q_{\text{собр1}} = C_0 \cdot \varepsilon_1 \cdot \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 \cdot F_1;$$

$$Q_{\text{собр2}} = C_0 \cdot \varepsilon_2 \cdot \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \cdot F_2.$$

С учетом:  $\varphi_{22} = 1 - \varphi_{21}$ ,  $\varepsilon_1 = A_1$ ,  $\varepsilon_2 = A_2$  (для серых тел) после преобразований получим

$$Q_{\text{рез2}} = C_{12}^{\text{сис}} \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot F_2 \cdot \varphi_{21},$$

где  $C_{12}^{\text{сис}}$  – коэффициент излучения системы из двух поверхностей при отсутствии поглощающей среды

$$C_{12}^{\text{сис}} = \frac{C_0}{\left( \frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \cdot \varphi_{12} + 1 + \left( \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \cdot \varphi_{21}}.$$

Формулу для  $Q_{\text{рез2}}$  весьма часто представляют в виде

$$q_2 = \frac{Q_{\text{рез2}}}{F_2} = C \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

$$\text{где } C = \frac{C_0 \cdot \bar{\varphi}_{21}^{\text{эф}}}{\left( \frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \cdot \bar{\varphi}_{12}^{\text{эф}} + 1 + \left( \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \cdot \bar{\varphi}_{21}^{\text{эф}}},$$

и называют ее законом Стефана-Больцмана. Выражение для  $q_2$  правильно называть формулой для расчета лучистого теплообмена в системе из двух поверхностей с использованием закона Стефана-Больцмана.

При  $\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1$  (теплообмен в системе из двух бесконечных параллельных поверхностей) из выражения для  $q_2$  следует формула Нуссельта

$$q_2 = \frac{C_0}{\frac{1}{\varepsilon_1} + 1 + \frac{1}{\varepsilon_2}} \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Формула Нуссельта широко используется в инженерных расчетах, например, в расчетах рекуператоров и регенераторов, когда под первым телом понимается газ.

### 5.9 Теплообмен при наличии экранов

Экран – устройство с поверхностью, поглощающей, преобразующей или отражающей излучения различных видов энергии, для использования этих излучений или защиты от их действия. В металлургической теплотехнике (рис. 5.8) используется для уменьшения тепловых потерь и защиты обслуживающего персонала при эксплуатации печей и при проведении горячих ремонтов печи.

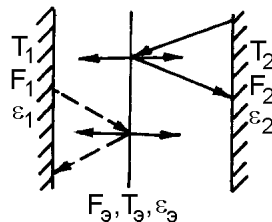


Рис. 5.8 – Схема теплообмена при наличии тонкого экрана

Будем различать реальные и идеальные экраны. Идеальный экран – это экран с перепадом температур по сечению равным нулю. Рассмотрим теплообмен при наличии идеального экрана в системе из двух параллельных поверхностей при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3$ .

Температура идеального экрана определяется из балансового уравнения теплопередачи при наличии экрана  $Q_{рез1}^э = Q_{рез2}^э$  или

$$C_{1э} \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_э}{100} \right)^4 \right] = C_{э2} \cdot \left[ \left( \frac{T_э}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

где  $C_{1э}$  и  $C_{э2}$  – коэффициенты излучения в системах "первая поверхность-экран" и "экран - вторая поверхность".

Поскольку  $C_{1э} = C_{э2}$ , то отсюда следует

$$\left( \frac{T_э}{100} \right)^4 = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 + \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$



Подставляя это выражение в балансовое уравнение, получим формулу для расчета теплопередачи от  $F_1$  к  $F_2$  при наличии одного экрана

$$Q_{рез2}^э = \frac{1}{2} C_{1э2} \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = \frac{Q_{рез2}}{2},$$

где  $Q_{рез2}$  – результирующий тепловой поток для 2-й поверхности при отсутствии экрана.

Таким образом, идеальный экран снизил теплопередачу излучением в 2 раза.

Если  $\varepsilon_3 < \varepsilon_1 = \varepsilon_2$ , то теплопередача снизится более чем в 2 раза при одной и той же температуре экрана. Теплопередача в СТС уменьшится более чем в 2 раза и при установке реального экрана, когда  $\Delta t_3 > 0$ .

При установке  $n$  идеальных экранов имеет место

$$Q_{рез2}^э = \frac{1}{n+1} C_{1э2} \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = \frac{Q_{рез2}}{n+1}.$$

### 5.10 Теплопередача в системе из трех поверхностей. Излучение через отверстия в кладке печей

Решение для расчета теплообмена из трех серых тел весьма громоздко.

Расчет теплообмена в системе из трех тел упрощается для системы из двух параллельных абсолютно черных поверхностей (1-я и 3-я поверхности на рис. 5.9), соединенных идеальной обмуровкой, т.е. поверхностью, совершенно не пропускающей теплоту сквозь себя. Такая картина имеет место при передаче теплоты из печи в цеховое пространство через каналы длиной  $L$  в огнеупорной кладке с низкой теплопроводностью (окно загрузки, окно выдачи и т.д.) (рис. 5.9).

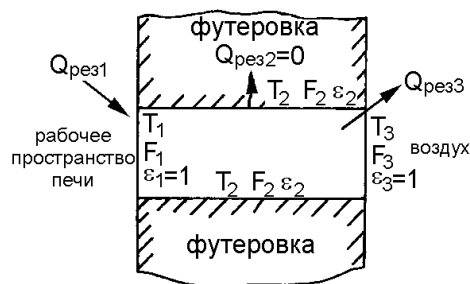


Рис. 5.9 – Теплообмен через отверстия в футеровке печи

Однако картина теплообмена все же достаточно сложна. Передача энергии от  $F_1$  к  $F_3$  происходит прямым излучением в соответствии с угловым коэффициентом излучения  $\phi_{13}$  и путем переизлучения энергии, полученной поверхностью  $F_2$  от  $F_1$ , на поверхность  $F_3$ . Решение для  $Q_{рез3}$  имеет вид

$$Q_{рез3} = C_0 \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_3}{100} \right)^4 \right] \cdot F_3 \cdot \Phi,$$

где  $\Phi$  общепринято называют коэффициентом диафрагмирования (правильнее называть: разрешающий угловой коэффициент излучения). Когда  $L = 0$ , имеем  $\Phi = 1$ . Если  $L = \infty$ , то  $\Phi = 0$ , т.е. вся теплота, попавшая из печи в отверстие, возвращается в печь.

## Лекция 26

План лекции:

### **Випромінювання в газах. Ступінь чорноти.**

Випромінювання і поглинання променистої енергії в газових середах. Основна особливість випромінювання газів – селективність випромінювання. Поглинання і розсіювання енергії в газовому шарі. Закон Бугера, спектральні й інтегральні характеристики випромінювання газів, закон Бера. Розрахунок ступеня чорноти газу по графіках і наближених емпіричних формулах Гурвіча. Теплообмін випромінюванням між сірим газом і навколишньою сірою оболонкою: формула Нуссельта.

### **5.11 Теплообмен в простейшей печной системе с излучающим газом**

#### **5.11.1 Излучение CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O**

Излучение незапыленной газовой среды существенно отличается от излучения твердых тел. В излучении и поглощении лучистой энергии твердыми телами участвует весьма тонкий поверхностный слой. Из-за малой плотности излучение незапыленных газов носит объемный характер, т.е. в излучении участвуют все излучающие молекулы в рабочем пространстве печи. Чем больше излучающих молекул в рабочем пространстве печи, тем выше излучательная способность газовой среды.

Заметное излучение имеют лишь многоатомные газы с числом атомов более двух. Когда молекула состоит из двух различных атомов, например CO, то с излучением можно считаться лишь при большом содержании CO в дыме (что имеет место при организации малоокислительного нагрева), хотя и в этом случае излучение CO заметно уступает излучению CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O.

При небольшом содержании CO в дыме его излучением CO в инженерных расчетах пренебрегают. Молекулы N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> практически не обладают излучательной и поглощательной способностью.

Для практики представляет интерес лишь хорошо изученное излучение продуктов сгорания топлива, содержащих молекулы CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O, когда излучательная способность селективной газовой среды  $\epsilon_r$  подается конкретному расчету.

Спектры излучения и поглощения CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O весьма сложны (известно излучение на 1500 участках с небольшими интервалами  $\Delta\lambda$ ). Для облегчения теоретических расчетов действительные спектры CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O заменяют приближенными и условно считают, что излучение и поглощение лучистой энергии имеет место лишь в пределах трех полос в упрощенном спектре для CO<sub>2</sub> с  $\Delta\lambda_1 = 3-2,4 = 0,6$  мкм,  $\Delta\lambda_2 = 4,8-4 = 0,8$  мкм,  $\Delta\lambda_3 = 16,5-12,5 = 4$  мкм и в пределах четырех полос для H<sub>2</sub>O с  $\Delta\lambda_1 = 2-1,7 = 0,3$  мкм,  $\Delta\lambda_2 = 3-2,2 = 0,8$  мкм,  $\Delta\lambda_3 = 8,5-4,8 = 3,7$  мкм,  $\Delta\lambda_4 = 30-12 = 18$  мкм. Полосы поглощения CO<sub>2</sub> частично совпадают с полосами поглощения H<sub>2</sub>O. Спектральные полосы поглощения водяного пара превышают полосы поглощения для CO<sub>2</sub>, вследст-

вие чего поглощательная способность и степень черноты  $\text{H}_2\text{O}$  больше, чем у  $\text{CO}_2$ .

С увеличением температуры ширина полос увеличивается, но поглощательная способность уменьшается, что обязано уменьшению плотности дыма и, следовательно, уменьшению количества молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  в рабочем пространстве печи.

### 5.11.2 Закон Бугера. Спектральная поглощательная и излучательная способность

Согласно закону Бугера (рис. 5.10) изменение спектральной угловой плотности излучения  $I_\lambda$  при передаче энергии с  $dF_M$  на  $dF_N$  за счет поглощательной способности газа на длине  $dx$  определяется выражением

$$dI_{\lambda x}^{\text{эф}} = -I_{\lambda x}^{\text{эф}} \cdot K_\lambda \cdot dx,$$

где  $K_\lambda$  – спектральный коэффициент поглощения луча [ $\text{м}^{-1}$ ].

После интегрирования получим

$$I_{\lambda N}^{\text{эф}} = I_{\lambda M}^{\text{эф}} \cdot e^{-K_\lambda \cdot r_{MN}},$$

где  $r_{MN}$  – расстояние между площадками  $dF_M$  и  $dF_N$ .

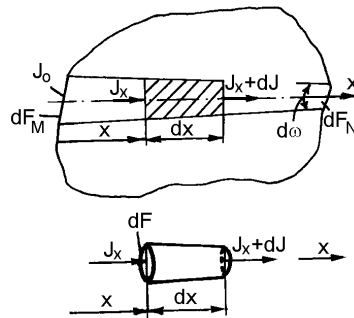


Рис. 5.10 – Иллюстрация к закону Бугера

Спектральная элементарная поглощательная способность элементарного объема газовой среды, расположенного между площадками  $dF_M$  и  $dF_N$ , определится следующим образом

$$A_{\lambda MN} = \frac{I_{\lambda M}^{\text{эф}} - I_{\lambda N}^{\text{эф}}}{I_{\lambda M}^{\text{эф}}} = 1 - e^{-K_\lambda \cdot r_{MN}}.$$

Согласно закону Кирхгофа спектральная излучательная способность элементарного объема среды  $\epsilon_{\lambda MN}$  равна  $A_{\lambda MN}$ .

Коэффициент поглощения  $K_\lambda$  зависит от количества излучающих молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  на длине  $r_{MN}$  (закон Бера). Следовательно, элементарная поглощательная способность газовой среды  $A_{\lambda MN}$  будет являться функцией парциального давления излучающих газов и температуры газа в печи, что следует из закона Клапейрона:  $P = \rho \cdot R \cdot T$ . С повышением температуры масса газа в печи уменьшается и, соответственно, уменьшается количество молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  в рабочем пространстве печи. Чем выше концентрация  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  в продуктах сгорания топлива, чем выше общее давление газов в печи, тем

выше парциальные давления  $P_{\text{CO}_2}$  и  $P_{\text{H}_2\text{O}}$  и тем больше молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  в рабочем пространстве печи.

Таким образом, элементарная излучательная способность газовой среды равна

$$\varepsilon_{\lambda MN} = f(T, P, \% \text{CO}_2, \% \text{H}_2\text{O}, r_{MN}).$$

Для расчетов представляет интерес интегральное излучение и, соответственно, интегральная излучательная способность среды. Зная зависимость  $\varepsilon_{\lambda MN} = f(\lambda)$ , интегральным путем определится элементарная интегральная излучательная способность среды

$$\varepsilon_{MN} = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda MN} d\lambda .$$

### 5.11.3 Эффективная (средняя) длина луча

При проведении инженерных расчетов представляет интерес интегральное излучение всего объема газа в рабочем пространстве печи на всю поверхность нагреваемого тела или кладки. Так появляется понятие о средней излучательной способности всего объема газа  $\varepsilon_r$  на всю поверхность нагреваемого тела  $F_{\text{ме}}$  или кладки  $F_{\text{кл}}$ .

Расчет  $\varepsilon_r$  (или  $A_r$ ) проводится интегральным путем и не всегда может быть доведен до конкретного результата.

На каждую элементарную поверхность  $dF$  металла и кладки излучают слои газа с различной толщиной  $r_{MN}$ . С точки зрения математики излучательную способность всего объема среды на  $dF$  или  $F$  можно рассчитать по простой формуле путем ввода в расчет средней величины  $S_{\text{эф}}$ , называемой эффективной длиной луча:

$$\varepsilon_r = A_r = 1 - e^{-K \cdot S_{\text{эф}}},$$

где  $K$  – усредненный коэффициент поглощения.

Сложность проблемы заключается в определении достоверной величины для  $S_{\text{эф}}$ , которая практически не зависит от длины волны  $\lambda$ . Средняя эффективная длина луча для простых форм рабочего пространства печи определена интегральным путем. Реальное пространство печи для расчета  $S_{\text{эф}}$  заменяется эквивалентным.

С точки зрения сущности расчета  $\varepsilon_r$  излучение всего объема газа заменяется излучением полусферы радиусом  $R = S_{\text{эф}}$  на площадку  $dF$  в центре шара.

Таким образом, для интегральной излучательной способности имеет место:

$$\varepsilon_r = f(T, P, \% \text{CO}_2, \% \text{H}_2\text{O}, S_{\text{эф}}).$$

Эти соображения использовались при обработке экспериментальных данных для интегрального излучения  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , которые широко представлены в литературе в виде графиков и таблиц. Вся сложность использования этих графиков и таблиц связана с определением  $S_{\text{эф}}$ .

В результате строгого расчета теплообмена между двумя бесконечными параллельными пластинами с использованием методов численного интегрирования получено

$$S_{\text{эф}} = 1,75 \cdot H,$$

где  $H$  – расстояние между пластинами.

При теплообмене в бесконечном цилиндре строгое решение приводит к результату

$$S_{\text{эф}} = 0,9 \cdot D,$$

где  $D$  – диаметр цилиндра.

При теплообмене в шаровой полости

$$S_{\text{эф}} = 0,6 \cdot D.$$

Для реальных печных систем эффективная толщина слоя газа будет

$$S_{\text{эф}} = 3,6 \cdot \frac{V_{\text{печ}}^{\Gamma}}{F_{\text{кл}} + F_{\text{ме}}}.$$

Для продуктов полного сгорания топлива  $\varepsilon_{\Gamma}$  определяется по формуле:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \mu \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta\varepsilon_0,$$

где  $\varepsilon_{\text{CO}_2}$  и  $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}$  – интегральные степени черноты  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ ;  $\mu$  – поправка, учитывающая отклонение в излучении  $\text{H}_2\text{O}$  от закона Бугера и закона Бера и изменяющаяся от 1 до 1,55;  $\Delta\varepsilon_{\Gamma}$  – поправка на взаимное поглощение  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . Эти поправки представлены в литературе в виде графиков.

Учитывая общую невысокую точность расчетов интегральной степени черноты газов, поправками часто пренебрегают ( $\mu \approx 1$ ,  $\Delta\varepsilon_{\Gamma} \approx 0$ ).

Интегральные степени черноты  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  определяют по графикам из специальной литературы или с использованием приближенных формул, например, формулы Гурвича-Митора для определения усредненного коэффициента поглощения

$$K = \left( \frac{0,78 + 1,6 \cdot r_{\text{H}_2\text{O}}}{\sqrt{\frac{P_{\Sigma}}{P_0}} \cdot S_{\text{эф}}} - 0,1 \right) \cdot \left( 1 - 0,37 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\Gamma} \right) \cdot \frac{P_{\Sigma}}{P_0},$$

где  $P_{\Sigma} = P_{\text{CO}_2} + P_{\text{H}_2\text{O}}$  – суммарное парциальное давление газов  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ ;

$r_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{P_{\text{H}_2\text{O}}}{P_0}$  – объемная доля водяных паров в газовой среде при атмосферном давлении  $P_0$ .

## Лекция 27

План лекции:

**Складний теплообмін. Випромінювання між поверхнями.**

Теплообмін випромінюванням у системі з двох чорних або сірих поверхонь, розділених абсолютно чорним або сірим газом.

### **5.12 Расчет теплообмена в системе Поляка из двух серых изотермических поверхностей при наличии серого газа**

При лучистом теплообмене в рабочем пространстве печи обычно участвует не менее трех поверхностей: факел, кладка и металл. Факел окружен продуктами горения топлива, излучение которых существенно отличается от излучения твердых поверхностей. В печи может иметь место и развитое водяное охлаждение (мартеновские печи, методические печи), что увеличивает количество поверхностей и усложняет расчет теплообмена. Достоверный расчет теплообмена в реальной печи может быть выполнен лишь с помощью ЭВМ.

В инженерных расчетах широко используются формулы для расчета теплообмена в простейшей печной системе, состоящей из серого газа, серой кладки и серого металла.

Расчет теплообмена в этой системе аналогичен расчету теплообмена при отсутствии лучепоглощающей среды. Учитывается теплоотдача от газа (индексы "0" или "г") к поверхности металла ( $i = 2$ ) и кладки ( $i = 1$ )

$$Q_{\text{пад}i}^{\text{г}} = C_0 \cdot \varepsilon_i^{\text{г}} \cdot \left( \frac{T_{\text{г}}}{100} \right)^4 \cdot F_i$$

и ослабление лучей газом при их прохождении между твердыми поверхностями

$$Q_{\text{пад}ik} = Q_{\text{эф}k} \cdot \varphi_{ki} \cdot (1 - A_{ki}^{\text{г}}) \quad \text{при } i = 1, 2 \text{ и } k = 1, 2,$$

где  $\varepsilon_i^{\text{г}}$  – излучательная способность газа относительно  $i$ -й поверхности;  $A_{ki}^{\text{г}}$  – поглощательная способность газа при прохождении излучения от  $k$ -й к  $i$ -й поверхности.

Результирующий тепловой поток для металла определится следующим образом

$$Q_{\text{рез}2} = A_2 \cdot Q_{\text{пад}2} - Q_{\text{соб}2} = A_2 \cdot \left[ C_0 \cdot \varepsilon_2^{\text{г}} \cdot \left( \frac{T_{\text{г}}}{100} \right)^4 \cdot F_2 + \right. \\ \left. + Q_{\text{эф}1} \cdot \varphi_{12} \cdot (1 - A_{12}^{\text{г}}) + Q_{\text{эф}2} \cdot \varphi_{22} \cdot (1 - A_{22}^{\text{г}}) \right] - C_0 \cdot \varepsilon_2 \cdot \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \cdot F_2.$$

Аналогично записывается и выражение для  $Q_{\text{рез}1}$ . Получили систему из 2-х уравнений. При известных температурах  $T_1$  и  $T_2$  в уравнениях имеются 4 неизвестных:  $Q_{\text{рез}1}$ ,  $Q_{\text{рез}2}$ ,  $Q_{\text{эф}1}$  и  $Q_{\text{эф}2}$ . Используя формулу Поляка, можно выразить  $Q_{\text{эф}1}$  и  $Q_{\text{эф}2}$  через  $Q_{\text{рез}1}$  и  $Q_{\text{рез}2}$ .

В результате получим систему из двух уравнений с двумя неизвестными:  $Q_{рез1}$ , и  $Q_{рез2}$ . Решение этой системы при допущениях:  $\varepsilon_1^r = \varepsilon_2^r = A_{12}^r = A_{21}^r = A_{11}^r = A_{22}^r = \varepsilon_0$ , и замене  $T_r$  на  $T_0$  имеет вид:

$$Q_{рез1} = C_0 \cdot \varepsilon_{021}^{сис} \cdot \left[ \left( \frac{T_0}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 \right] \cdot F_1 + C_0 \cdot \varepsilon_{201}^{сис} \cdot \left[ \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 \right] \cdot F_1 \cdot \varphi_{12},$$

$$Q_{рез2} = C_0 \cdot \varepsilon_{012}^{сис} \cdot \left[ \left( \frac{T_0}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot F_2 + C_0 \cdot \varepsilon_{102}^{сис} \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot F_2 \cdot \varphi_{21},$$

где  $\varepsilon_{021}^{сис} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_0 \cdot [1 - (\varphi_{22} - \varphi_{12}) \cdot (1 - \varepsilon_0) \cdot (1 - \varepsilon_2)] / C$ ;

$\varepsilon_{012}^{сис} = \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_0 \cdot [1 - (\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cdot (1 - \varepsilon_0) \cdot (1 - \varepsilon_1)] / C$ ;  $\varepsilon_{201}^{сис} = \varepsilon_{102}^{сис} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot (1 - \varepsilon_0) / C$  – степень черноты системы "кладка-металл" при участии газа;

$C = [1 - \varphi_{11} \cdot (1 - \varepsilon_0) \cdot (1 - \varepsilon_1)] \cdot [1 - \varphi_{22} \cdot (1 - \varepsilon_0) \cdot (1 - \varepsilon_2)] -$

$\varphi_{12} \cdot \varphi_{21} \cdot (1 - \varepsilon_0)^2 \cdot (1 - \varepsilon_1) \cdot (1 - \varepsilon_2)$ .



## Лекция 28

План лекции:

**Складний теплообмін. Випромінювання між поверхнями.**

Теплообмін випромінюванням у системі з двох чорних або сірих поверхонь, розділених абсолютно чорним або сірим газом. Формула Тимофєєва В.Н.

### 5.12.1 Расчет тепловых потоков в системе серых тел при наличии адиабатной кладки. Формула Тимофеева В.Н.

В расчетах кладку печи чаще всего принимают адиабатной с точки зрения теплообмена излучением. Считают: тепловые потери через кладку покрываются конвективной теплоотдачей от газа к кладке.

Таким образом, теплота, полученная адиабатной кладкой излучением от газа, передается излучением нагреваемому металлу, т.е. кладка выступает как посредник в передаче теплоты от газа к нагреваемому металлу. Результирующий тепловой поток для адиабатной кладки равен нулю.

Температура адиабатной кладки  $T_1^A$  определится из выражения для

$Q_{рез1}$

$$Q_{рез1} = C_0 \cdot \varepsilon_{021}^{сис} \cdot \left[ \left( \frac{T_0}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 \right] \cdot F_1 + C_0 \cdot \varepsilon_{201}^{сис} \cdot \left[ \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 \right] \cdot F_1 \cdot \varphi_{12}$$

при  $Q_{рез1} = 0$  и заменой в обозначениях для температуры кладки  $T_1$  на  $T_1^A$

$$C_0 \cdot \varepsilon_{021}^{сис} \cdot \left[ \left( \frac{T_0}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_1^A}{100} \right)^4 \right] \cdot F_1 = C_0 \cdot \varepsilon_{201}^{сис} \cdot \left[ \left( \frac{T_1^A}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot F_1 \cdot \varphi_{12}.$$

Подставляя  $T_1^A$  в формулу для  $Q_{рез2}$  для системы с  $\varphi_{22} = 0$ , получим широко известную формулу В.Н. Тимофеева

$$Q_{рез2} = C_0 \cdot \varepsilon_{012}^{сисга} \cdot \left[ \left( \frac{T_0}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot F_2,$$

где  $\varepsilon_{012}^{сисга}$  – степень черноты системы "газ - адиабатная кладка - металл"

$$\varepsilon_{012}^{сисга} = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_2 \cdot [1 + \varphi_{12} \cdot (1 - \varepsilon_0)]}{\varepsilon_0 + \varphi_{12} \cdot (1 - \varepsilon_0) \cdot [1 + (1 - \varepsilon_2) \cdot (1 - \varepsilon_0)]}.$$

Для системы с шаровой полостью ( $\varphi_{12} = \varphi_{22} = F_2 / (F_2 + F_1)$ ,  $\varphi_{21} = \varphi_{11} = F_1 / (F_2 + F_1)$ ) получим формулу И.Д. Семикина

$$Q_{рез2} = C_0 \cdot \varepsilon_{012}^{сисга} \cdot \left[ \left( \frac{T_0}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi_{21} \cdot F_2,$$

где

$$\varepsilon_{012}^{сисга} = \frac{\varepsilon_2 \varphi_{12}}{\varepsilon_0 + \varphi_{12} \cdot \varepsilon_2 \cdot (1 - \varepsilon_0)}.$$

## Оглавление

	стр.
Модуль 1.....	2
Лекция 1 .....	2
1 Топливо. Виды и характеристика топлива .....	2
1.1 Общая характеристика топлива.....	2
1.2 Классификация топлива .....	2
1.3 Состав топлива .....	3
1.4 Виды топлива в печах .....	4
1.5 Теплота сгорания топлива.....	5
1.6 Условное топливо.....	6
1.7 Основные принципы теплогенерации за счет электрической энергии ..	6
Лекция 2 .....	14
1.8 Расчеты горения топлива.....	14
1.8.1 Пересчеты состава топлива.....	14
1.8.2 Расчеты теплотворной способности топлива .....	15
1.8.3 Расход воздуха на горение .....	15
Лекция 3 .....	17
1.8.4 Расчеты состава дымовых газов.....	17
1.9 Температуры горения топлива.....	17
Лекция 4 .....	20
1.10 Виды недожога. Борьба с недожогом .....	20
1.11 Коэффициент использования теплоты топлива.....	21
1.11.1 Факторы, влияющие на КИТ .....	23
1.12 Аэродинамическая характеристика топлива.....	23
1.13 Воспламенение топлива. Температура воспламенения .....	24
1.14 Пределы воспламенения.....	24
1.15 Распространение пламени в газоздушных смесях.....	25
Модуль 2.....	27
Лекция 5 .....	27
2 Механика газов и жидкостей .....	27
2.1 Газообразное состояние вещества.....	27
2.1.1 Закон Клапейрона .....	28
2.2 Жидкое состояние вещества .....	29
2.3 Виды давлений .....	29
Лекция 6 .....	31
2.4 Газостатика .....	31
2.5 Характеристика газовых потоков .....	32
2.5.1 Уравнение неразрывности движения для трубки тока .....	32
2.5.2 Уравнение импульсов Эйлера .....	33
2.5.3 Уравнение энергии .....	34
2.5.4 Уравнение Бернулли.....	35
Лекция 7 .....	36

2.6	Виды и измерения давления в газовом потоке. Трубка Прандтля.....	36
2.7	Вязкость жидкости и газов.....	37
2.8	Ламинарный и турбулентный режимы движения. Число Рейнольдса .	38
2.9	Закон Пуазейля .....	38
2.10	Основные понятия теории турбулентного движения.....	39
2.10.1	Пограничный слой Прандтля .....	40
2.11	Потери давления на трение при движении жидкости и газа. Течение жидкости и газа вблизи шероховатой поверхности. Влияние шероховатости на коэффициент потерь на трение. Графики Никурадзе....	41
2.12	Три режима течения газов и жидкости в шероховатых трубах .....	42
2.13	Понятие местных сопротивлений. Потери давления на местных сопротивлениях .....	42
2.13.1	Переход из узкого канала в широкий .....	43
2.13.2	Переход из широкого канала в узкий .....	44
2.13.3	Поворот потока .....	44
Лекция 8	.....	45
2.14	Нагнетание газов и жидкостей. Тягодутьевые устройства.....	45
2.14.1	Осевые вентиляторы.....	45
2.14.2	Центробежные вентиляторы. Номограммы.....	45
2.14.3	Аэродинамическая характеристика сети.....	47
2.14.4	Характеристики вентиляторов. Выбор вентиляторов.....	47
2.14.5	Регулирование производительности вентиляторов .....	48
2.14.6	Дымовые трубы. Тяга дымовых труб .....	49
Лекция 9	.....	50
2.15	Истечение газов.....	50
2.15.1	Истечение несжимаемого газа.....	50
2.15.2	Изоэнтропийное истечение сжимаемого газа.....	51
2.16	Турбулентные струи .....	54
2.17	Явление инжекции. Инжектор. Конструкции инжекторов. Назначение элементов инжекторов.....	55
Модуль 3	.....	57
Лекция 10	.....	57
Теплопередача	.....	57
Основные законы теплопередачи	.....	57
3 Теплопроводность	.....	58
3.1	Общие понятия, параметры, определения.....	58
3.2	Закон Фурье .....	59
Лекция 11	.....	61
3.3	Некоторые сведения о коэффициенте теплопроводности газов, жидкостей, твердых веществ различной структуры. Влияние на коэффициент теплопроводности температуры .....	61
Лекция 12	.....	65

3.4 Стационарная теплопроводность через неограниченную плоскую стенку (неограниченную пластину). Условия стационарности .....	65
3.4.1 Тепловая проводимость, тепловые сопротивления.....	66
3.5 Распределение температуры и тепловых потоков по толщине пластины при постоянном и переменном коэффициенте теплопроводности $\lambda$ .....	66
3.6 Стационарная теплопередача через неограниченную плоскую стенку. Коэффициент теплопередачи .....	67
Лекция 13 .....	69
3.7 Стационарная теплопроводность через плоскую двухслойную стенку.....	69
3.8 Стационарная теплопроводность через цилиндрическую и сферическую стенку.....	69
3.9 Стационарная теплопередача через цилиндрическую и сферическую стенку.....	70
3.10 Нестационарная теплопроводность.....	71
Лекция 14 .....	72
3.11 Понятие про термически тонкие и массивные тела (Т.Т.Т. и Т.М.Т.)	72
3.12 Уравнение баланса теплоты для нагреваемого тела. Скорость нагрева и факторы, от которых она зависит, влияние формы тела на скорость нагрева .....	73
Лекция 15 .....	74
3.13 Теория нагрева. Режимы нагрева. Нагрев Т.Т.Т. при постоянной плотности теплового потока на его поверхности ( $q_{\text{пов}} = \text{const}$ ) и при постоянной температуре источника теплоты ( $t_{\text{д}} = \text{const}$ ).....	74
3.14 Понятие про инерционный и регулярный режимы нагрева .....	75
3.15 Метод тепловой диаграммы И.Д. Семикина. Нагрев Т.М.Т. при $q_{\text{пов}} = \text{const}$ . Температурные и тепловые диаграммы нагрева Т.М.Т. ....	76
3.16 Нагрев Т.М.Т. при $t_{\text{д}} = \text{const}$ .....	78
3.17 Нагрев Т.М.Т. при $t_{\text{пов}} = \text{const}$ .....	80
Лекция 16 .....	81
3.18 Основные закономерности нагрева Т.М.Т .....	81
3.18.1 Методы расчета нагрева Т.М.Т. ....	81
3.18.2 Приближенные методы решения задач теплопроводности с точки зрения нагрева Т.Т.Т. Коэффициент массивности .....	82
3.18.3 Граничные условия первого, второго, третьего и четвертого рода.....	82
Модуль 4.....	84
Лекция 17 .....	84
4 Конвекция .....	84
4.1 Общие понятия, параметры, определения. Конвективный перенос теплоты потоком жидкости или газа.....	84

4.2 Сущность процесса конвективной теплоотдачи. Закон Ньютона-Рихмана для конвективной теплоотдачи. Коэффициент конвективной теплоотдачи.....	84
4.3 Схемы пограничных слоев у поверхности омываемых тел при ламинарном и турбулентном движении потоков и их влияние на процесс конвективной теплоотдачи.....	86
Лекция 18 .....	90
4.4 Приближенное определение коэффициента конвективной теплоотдачи с использованием элементов теории подобия и размерности	90
4.4.1 Основы теории подобия и размерности .....	90
Теория подобия .....	90
Метод размерностей .....	92
Основные этапы физического моделирования, реализующие основные положения теории подобия.....	94
4.4.2 Определение коэффициента конвективной теплоотдачи.....	95
Лекция 19 .....	97
4.5 Критериальные уравнения для вынужденной и естественной конвекции.....	97
4.5.1 Теплоотдача при вынужденном течении в трубах .....	97
4.5.2 Теплоотдача при поперечном омывании одиночной трубы и пучков труб.....	98
4.5.3 Теплоотдача при поперечном омывании пучков труб.....	100
4.5.4 Конвективная теплоотдача при продольном обтекании пластины	102
4.5.5 Теплоотдача при свободном течении жидкости.....	102
Лекция 20 .....	105
4.6 Массообмен.....	105
4.6.1 Основные понятия про массообмен. Понятие про фазу системы. Массоотдача и массопередача. Абсорбция, адсорбция и десорбция .....	105
4.6.2 Диффузия. Молекулярная диффузия в технологических процессах. Плотность диффузионного потока вещества. Молекулярная диффузия. Первый закон Фика. Градиент концентрации вещества. Коэффициент диффузии. Факторы, влияющие на коэффициент диффузии .....	106
4.6.3 Тройная аналогия процессов переноса импульса, теплоты и массы .....	108
Лекция 21 .....	113
4.6.4 Стационарная диффузия. Нестационарная молекулярная диффузия. Второй закон Фика. Молекулярная диффузия в технологических процессах.....	113
4.6.5 Турбулентная диффузия. Основные понятия и определения. Диффузионный пограничный слой. Коэффициент турбулентной диффузии .....	114

4.6.6	Массоотдача. Понятия о коэффициенте массоотдачи, его единица измерения и физический смысл. Факторы, обуславливающие коэффициент массоотдачи .....	115
4.6.7	Массопередача. Коэффициент массопередачи. Его связь с коэффициентами массоотдачи .....	116
Модуль 5	.....	118
Лекция 22	.....	118
5	Теплообмен излучением .....	118
5.1	Общие понятия, параметры и определения.....	118
5.2	Поглощательная, отражательная и пропускательная способность реальных твердых тел и газов .....	118
5.3	Основные законы излучения АЧТ .....	119
5.3.1	Закон Планка .....	119
5.3.2	Закон Стефана-Больцмана .....	120
5.4	Угловая плотность. Яркость .....	120
Лекция 23	.....	122
5.5	Излучение реальных тел. Закон Кирхгофа.....	122
Лекция 24	.....	124
5.6	Классификация тепловых потоков. Формула Поляка .....	124
5.7	Угловые коэффициенты излучения.....	125
Лекция 25	.....	126
5.7.1	Угловые коэффициенты для наипростейших систем теплообмена излучением.....	126
5.8	Расчет теплообмена в простейшей печной системе при отсутствии лучепоглощающей среды .....	127
5.9	Теплообмен при наличии экранов.....	128
5.10	Теплопередача в системе из трех поверхностей. Излучение через отверстия в кладке печей.....	129
Лекция 26	.....	131
5.11	Теплообмен в простейшей печной системе с излучающим газом....	131
5.11.1	Излучение $CO_2$ и $H_2O$ .....	131
5.11.2	Закон Бугера. Спектральная поглощательная и излучательная способность .....	132
5.11.3	Эффективная (средняя) длина луча .....	133
Лекция 27	.....	135
5.12	Расчет теплообмена в системе Поляка из двух серых изотермических поверхностей при наличии серого газа .....	135
Лекция 28	.....	137
5.12.1	Расчет тепловых потоков в системе серых тел при наличии адиабатной кладки. Формула Тимофеева В.Н. ....	137