

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ  
НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ ЦЕНТР ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
ДОНБАССКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ МАШИНОСТРОИТЕЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ

Л.В. ДЕМЕНТИЙ, А.П. АВДЕЕНКО

## **КРАТКИЙ КУРС ЛЕКЦИЙ**

**по дисциплине**

## **«ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ»**

Краматорск 2000

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ  
НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ ЦЕНТР ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
ДОНБАССКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ МАШИНОСТРОИТЕЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ

Л.В. ДЕМЕНТИЙ, А.П. АВДЕЕНКО

## **КРАТКИЙ КУРС ЛЕКЦИЙ**

**по дисциплине**

## **«ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ»**

Рекомендовано Министерством образования и  
науки Украины в качестве учебного пособия  
для студентов высших учебных заведений

Краматорск 2000

УДК 621.1.016

Краткий курс лекций по дисциплине "Теоретические основы теплотехники": Учеб. пособие / Л.В.Дементий, А.П.Авдеенко. – Краматорск: ДГМА, 2000. - 180 с.

Краткий лекционный курс содержит теоретический материал по следующим разделам: «Основы технической термодинамики», «Теплопередача» и «Прикладная термодинамика». В пособии после каждого раздела приведены вопросы для самоконтроля.

Пособие может быть использовано при изучении курса «Теоретические основы теплотехники» студентами дневного и заочного отделений машиностроительных специальностей.

ISBN 5-7763-2051-8      ©

Л.В. Дементий,  
А.П. Авдеенко

## Вступление

«Теоретические основы теплотехники» являются общетехнической дисциплиной, изучающей методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принципы действия и конструктивные особенности тепло- и парогенераторов, тепловых машин, аппаратов и устройств.

Курс «Теоретические основы теплотехники» состоит из 3 основных разделов:

- 1) Основы технической термодинамики;
- 2) Теплопередача;
- 3) Прикладная термодинамика.

Термодинамика изучает законы превращения энергии в различных физико-химических процессах, происходящих в макроскопических системах и сопровождающихся тепловыми эффектами.

В зависимости от задач исследования выделяют общую, химическую, техническую термодинамику, термодинамику биологических систем и т.д.

Техническая термодинамика - рассматривает процессы взаимного превращения теплоты и работы. Она устанавливает связь между тепловыми, механическими и химическими процессами, которые совершаются в тепловых и холодильных машинах, изучает процессы, происходящие в газах и парах, а также свойства этих тел при различных физических условиях.

Техническая термодинамика и теория теплообмена являются теоретическим фундаментом прикладной теплотехники.

# 1 Основы технической термодинамики

## 1.1 Свойства рабочих тел

### 1.1.1 Рабочее тело и его параметры

**Термодинамическая система** представляет собой совокупность материальных тел, находящихся в механическом и тепловом взаимодействии друг с другом и с окружающими систему внешними телами. Все, что не входит в систему, называется окружающей средой. Термодинамические системы могут быть:

- открытые (обмен с окружающей средой и веществом и энергией);
- закрытые (обмен энергией);
- изолированные (без обмена с окружающей средой).

Предметом технической термодинамики является изучение процессов взаимного преобразования теплоты и работы в различных тепловых машинах. Эти преобразования осуществляются с помощью рабочего тела. **Рабочим телом** могут быть твердые тела, жидкости и газы. Наиболее часто используются газы, т. к. они значительно изменяют свой объем под действием температуры.

Физическое состояние тела определяется некоторыми величинами, которые характеризуют данное состояние и называются **термодинамическими параметрами**.

Основными термодинамическими параметрами для газов являются: давление, температура, удельный объем.

**Давление** с точки зрения молекулярно-кинетической теории есть средний результат ударов молекул газа, находящихся в непрерывном хаотическом движении, о стенки сосуда, в котором

заклучен газ, и представляет собой отношение нормальной составляющей силы к поверхности, на которую действует сила:

$$P = N / F,$$

где N - сила, Н;

F - площадь поверхности, м<sup>2</sup>.

Единицы измерения давления - паскали: 1 Па = 1 Н / м<sup>2</sup>.

Поскольку эта величина мала (1 ат = 98066,5 Па) удобнее использовать более крупные величины:

$$1 \text{ кПа} = 10^3 \text{ Па}; 1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}; 1 \text{ ГПа} = 10^9 \text{ Па}.$$

На практике часто используют внесистемные единицы:

$$1 \text{ кгс} / \text{м}^2 = 1 \text{ мм.вод.ст.} = 9.8066 \text{ Па} \approx 10 \text{ Па};$$

$$1 \text{ мм. рт. ст.} = 133.3 \text{ Па}; 1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па};$$

$$1 \text{ атм} = 760 \text{ мм.рт.ст.} = 101325 \text{ Па}.$$

Различают давление: атмосферное, избыточное, разрежение (вакуум). Барометрами измеряют атмосферное давление - давление окружающей среды. Манометрами измеряют давление, превышающее атмосферное, которое называют избыточным. Вакуум (разрежение) - давление в данном объеме, меньше атмосферного, его измеряют вакуумметрами.

Термодинамическим параметром состояния является только абсолютное давление, т.е. давление, отсчитываемое от абсолютного нуля давления. Это связано с тем, что атмосферное давление постоянно изменяется, следовательно, изменяется величина вакуума или избыточного давления.

При определении абсолютного давления различают два случая:

- давление в сосуде больше атмосферного -

$$P_{абс} = P_{атм} + P_{изб} ;$$

- давление в сосуде меньше атмосферного -

$$P_{абс} = P_{атм} - P_{в} .$$

**Температура** с качественной стороны характеризует степень нагретости тела, с количественной стороны температура является мерой интенсивности теплового движения молекул. В термодинамике используют абсолютную температуру. В системе СИ единицей измерения абсолютной температуры (Т) является кельвин (К).

Абсолютная температура всегда положительна. При температуре абсолютного нуля прекращается тепловое движение молекул. Это предельная минимальная температура и является началом для отсчета абсолютных температур.

Для измерения температуры используют различные свойства тел: расширение тел от нагревания (жидкостные термометры), изменение объема при  $P=\text{const}$  или изменение давления при  $V=\text{const}$  (в газовых термометрах), изменение электрического сопротивления проводника при нагревании (термометры сопротивления), изменение электродвижущей силы в цепи термопары при изменении температуры спая, законы излучения твердых тел (в оптических пирометрах).

В настоящее время кроме шкалы Кельвина используется шкала Цельсия, в которой точкой отсчета является тройная точка воды (точка, где жидкая, парообразная и твердая фазы находятся в устойчивом равновесии), температура в кельвинах (Т) равна 273,15 К, а в градусах Цельсия (t) – 0.01°C. Следовательно, между температурами имеется следующее соотношение:

$$T = t + 273.15.$$

Градус абсолютной шкалы Кельвина численно равен градусу шкалы Цельсия, поэтому  $dT = dt$ . Известны также шкалы

Фаренгейта (Ф), Реамюра (R), Ренкина (Ra). Соотношения между ними:

$$t^{\circ}\Phi=1.8 t^{\circ}\text{C}+32; \quad t^{\circ}\text{R}=0.8 t^{\circ}\text{C}; \quad t^{\circ}\text{Ra}=1.8 t^{\circ}\text{C}+273.15.$$

**Удельный объем** ( $v$ ) – объем единицы массы вещества, м<sup>3</sup>/ кг,

$$v = V / m,$$

где  $V$  – полный объем вещества, м<sup>3</sup>;

$m$  - масса вещества, кг.

Плотность вещества – величина, обратная удельному объему, масса единицы объема вещества, кг / м<sup>3</sup>,

$$\rho = 1 / v = m / V.$$

Таким образом, мы рассмотрели три основных параметра: давление, температуру и удельный объем.

### 1.1.2 Уравнение состояния идеального газа

В технической термодинамике широко применяют понятие об идеальном газе. Под **идеальным газом** понимают газ, у которого отсутствуют силы взаимодействия между молекулами, а молекулы не имеют объема, т.е. представляют собой материальные точки. Реально такого газа нет, но введение понятия «идеальный газ» позволило составить простые математические зависимости между величинами, характеризующими состояние тела, и на основе законов для идеальных газов создать стройную теорию термодинамических процессов.

Все реальные газы при высоких температурах и малых давлениях почти полностью подходят под понятие “идеальный газ” и практически по свойствам не отличаются от него. Состояние



идеального газа – это предельное состояние реального газа, когда давление стремится к нулю.

Параметры идеального газа связаны между собой **уравнением Клапейрона**:

$$P v = R T. \quad (1.1)$$

Для произвольной массы газа уравнение имеет следующий вид:

$$P V = m R T, \quad (1.2)$$

где  $V$  – полный объем,  $\text{м}^3$ ;

$R$  – газовая постоянная, Дж / (кг К).

Рассмотрим физическую суть **газовой постоянной**. Для этого выразим ее из уравнения Клапейрона (1.1):

$$R = P v / T \quad (1.3)$$

или с учетом единиц измерения – Н м / (кг К).

Таким образом, газовая постоянная численно равна работе, которую выполняет 1 кг газа, если повысить его температуру на  $1^\circ\text{C}$ . Газовая постоянная не зависит от параметров газа, а зависит от его химического состава и структуры. Значения для различных газов приведены в справочниках.

Рассмотрим уравнение Клапейрона для 1 кмолья газа:

$$P v_\mu = \mu R T, \quad (1.4)$$

где  $v_\mu$  - объем 1 кмолья,  $\text{м}^3 / \text{кмоль}$ ;

$\mu$  - масса 1кмолья (молярная масса), масса, выраженная в килограммах, численно равная атомной массе.

Уравнение (1.4) носит название **уравнения Менделеева-Клапейрона**.

Для определения молярного объема вспомним **закон Авогадро**: при одинаковых температуре и давлении в равных объемах газа

содержится одно и то же количество молекул или 1 моль любого газа при нормальных условиях занимает один и тот же объем:

$$v_{\mu} = 22.4 \text{ л/моль} = 22.4 \text{ м}^3/\text{кмоль}. \quad (1.5)$$

Выразим из уравнения (1.4) произведение  $\mu R$  и определим его значение при нормальных условиях:

$$\mu R = 101325 * 22.4 / 273 = 8314 \text{ Дж/(кмоль К)}.$$

При подстановке полученной величины в уравнение (1.4) получим вторую формулировку уравнения Менделеева-Клапейрона:

$$P v_{\mu} = 8314 T. \quad (1.6)$$

Величину  $\mu R = 8314 \text{ Дж/(кмоль К)}$  называют **универсальной газовой постоянной**. Это величина, постоянная для всех газов при нормальных физических условиях, она не зависит от химического состава газа, но в отличие от газовой постоянной зависит от параметров газа.

### 1.1.3 Смеси идеальных газов

На производстве редко используют отдельные газы, чаще используют смеси газов. Смеси идеальных газов характеризуются тем, что в них каждый газ ведет себя независимо от других газов. Это подтверждается **законом Дальтона** – каждый газ в смеси газов осуществляет парциальное давление. Парциальное давление отдельного газа газовой смеси – это такое давление, которое имел бы этот газ находясь один в том же количестве, в том же объеме и при той же температуре, что и в смеси:

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_i, \quad (1.7)$$

т.е. общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений этих газов.

Для характеристики смеси газов используют массовые и объемные доли. **Массовая доля** – отношение массы данного газа ( $m_i$ ) к общей массе смеси ( $m$ ):

$$g_i = m_i / m.$$

**Объемная доля** – отношение объема отдельно взятого газа, входящего в состав смеси, ( $v_i$ ) к общему объему смеси ( $v$ ):

$$r_i = v_i / v.$$

Нетрудно заметить, что

$$\sum g_i = 1, \quad \sum r_i = 1.$$

Зависимости между массовыми и объемными долями, полученные на основе закона Авогадро (1.5) и уравнения Менделеева-Клапейрона (1.4), имеют следующий вид:

$$g_i = r_i R_{см} / R_i; \quad r_i = g_i R_i / R_{см}.$$

Парциальное давление каждого газа, составляющего смесь, можно определить, зная объемную долю газа ( $r_i$ ):

$$P_i = r_i P.$$

Установлено, что смеси идеальных газов полностью подчиняются законам идеальных газов. Их состояние характеризуется уравнением Клапейрона (1.2):

$$P V_{см} = m R_{см} T, \quad (1.8)$$

где  $R_{см}$  – газовая постоянная смеси идеальных газов, Дж/ (кг К).

Для определения значения  $R_{см}$  запишем уравнение Клапейрона для  $i$  – го газа:

$$P_i v_i = m_i R_i T. \quad (1.9)$$

Выразим массу каждого газа через массовую долю газа  $g_i$  и общую массу  $m$  и подставим в уравнение (1.9):

$$m_i = m g_i; \quad P_i v_i = m g_i R_i T.$$

Для смеси газов получим:

$$\sum P_i V_{cm} = m T \sum (g_i R_i) \quad \text{или} \quad P V_{cm} = m T \sum (g_i R_i) . \quad (1.10)$$

При сравнении уравнений (1.8) и (1.10) получим выражение для определения газовой постоянной смеси:

$$R_{cm} = \sum (g_i R_i).$$

Газовая постоянная смеси равна алгебраической сумме произведений массовых долей газов, составляющих смесь, на их газовые постоянные.

Газовую постоянную смеси можно определить и через универсальную газовую постоянную:

$$R_{cm} = 8314 / \mu_{cm} ; \quad R_{cm} = 8314 \sum (g_i / \mu_i),$$

где  $\mu_{cm}$  – молекулярная масса смеси газов, кг / кмоль;

$\mu_i$  - молекулярная масса отдельного газа, кг / кмоль.

Молекулярная масса смеси газов равна алгебраической сумме произведений объемных долей отдельных газов ( $r_i$ ), входящих в смесь, на их молекулярные массы ( $\mu_i$ ):

$$\mu_{cm} = \sum (r_i \mu_i).$$

#### 1.1.4 Теплоемкость идеального газа

**Теплоемкость** – это количество тепла, необходимое для нагрева тела на один градус. Удельная теплоемкость – количество тепла, необходимое для нагревания единицы количества вещества на один градус. В зависимости от единиц измерения количества вещества различают :

- массовую теплоемкость –  $C$  , Дж / (кг К);
- объемную теплоемкость –  $C'$  , Дж / (м<sup>3</sup> К);
- мольную теплоемкость -  $C_\mu$  , Дж / (кмоль К).

Между различными видами теплоемкостей существует следующая зависимость:

$$C' = C_{\mu} / 22.4 ; \quad C = C_{\mu} / \mu ; \quad C = C' / \rho.$$

Различают среднюю ( $\bar{C}$ ) и истинную (C) теплоемкость:

$$\bar{C} = q_{1-2} / (t_2 - t_1) , \quad C = \lim (\Delta q / \Delta t) = dq / dt = dq / dT,$$

где  $q_{1-2}$  – теплота, подводимая к газу в процессе нагревания от температуры  $t_1$  до температуры  $t_2$ .

Истинная теплоемкость – первая производная от количества теплоты, подводимой в процессе нагрева к телу, по его температуре.

Теплоемкость газа не постоянна. Она зависит от температуры и давления. Влияние давления на теплоемкость газов незначительное, поэтому обычно учитывают только влияние температуры.

Зависимости средней теплоемкости от температуры:

- если тело нагревается от 0 до некоторой температуры  $t$  -

$$\bar{C} = a + b t / 2;$$

- если тело нагревается от температуры  $t_1$  до температуры  $t_2$  -

$$\bar{C} = a + b (t_1 + t_2) ,$$

где  $a$ ,  $b$ , – коэффициенты, зависящие от природы газа, определяются экспериментально и приводятся в справочных таблицах.

Количество теплоты, необходимое на нагрев тела, можно определить следующим образом:

$$Q = m \bar{C} (t_2 - t_1).$$

Теплоемкость зависит от способа подвода теплоты к газу. Чаще всего используют 2 способа:

- при  $V = \text{const}$  ( изохорный процесс ) -  $C_V$ ;

- при  $P = \text{const}$  (изобарный процесс) -  $C_p$ .

Теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме связаны между собой следующими соотношениями:

$$C_p = C_v + R ; \quad C_p / C_v = \kappa , \quad (1.11)$$

где  $R$  - газовая постоянная, Дж / (кг К);

$\kappa$  - показатель адиабаты, зависит от количества атомов в молекуле газа: для одноатомных газов -  $\kappa = 1.66$ ; для двухатомных газов -  $\kappa = 1.4$ ; для трех- и многоатомных -  $\kappa = 1.33$ .

Анализ уравнений (1.11) показывает, что во время нагревания газа при  $P=\text{const}$  затрачивается тепла больше, чем при  $V=\text{const}$ .

Значение теплоемкости приближенно можно рассчитать следующим образом:

$$C_v = R / (\kappa - 1) ; \quad C_p = \kappa R / (\kappa - 1).$$

Массовую  $C_{см}$  и объемную  $C'_{см}$  теплоемкость газовых смесей определяют по формулам:

$$C_{см} = \sum (C_i g_i) ; \quad C'_{см} = \sum (C'_i r_i) ,$$

где  $C_i$  – массовая теплоемкость отдельного газа, Дж / (кг К);

$g_i$  – массовые доли газов, составляющих смесь;

$C'_i$  – объемная теплоемкость отдельного газа, Дж / (м<sup>3</sup> К);

$r_i$  – объемные доли газов, составляющих смесь.

### 1.1.5 Вопросы для самоконтроля

- 1 Охарактеризуйте основные параметры рабочего тела.
- 2 Какие виды давлений Вы знаете и какой из них используется в качестве термодинамического параметра?
- 3 С какой целью введено понятие «идеальный газ»?

4 Что характеризует уравнение Клапейрона? В чем заключается физическая суть газовой постоянной?

5 Газовая постоянная и универсальная газовая постоянная, отличие и связь между ними.

6 Охарактеризуйте особенности смесей идеальных газов и их основные характеристики.

7 В чем причина такого многообразия видов теплоемкостей?

## 1.2 Первый закон термодинамики

### 1.2.1 Классификация термодинамических процессов

Совокупность изменений состояния термодинамической системы при переходе из одного состояния в другое под воздействием окружающей среды называют **термодинамическим процессом**. Он может быть равновесным и неравновесным.

**Равновесный процесс** – процесс, проходящий через равновесные состояния, т.е. когда параметры газа одинаковы во всех точках объема. Равновесные процессы протекают настолько медленно, что в любой момент времени между рабочим телом и окружающей средой устанавливается равновесие.

Основное **условие равновесности** - бесконечно медленное протекание процесса при бесконечно малой разности температуры и давления между окружающей средой и рабочим телом.

Реальные процессы неравновесные. Неравновесность реальных процессов определяется, прежде всего, тем, что под влиянием внешних условий они протекают с конечными скоростями

и в рабочем теле не успевает устанавливаться равновесное состояние.

Равновесные процессы для любого момента времени имеют фиксированные значения основных параметров, поэтому изображаются графически, с помощью диаграмм, например PV-диаграмм.

**Обратимые процессы** – процессы, протекающие через одни и те же равновесные состояния как в прямом, так и в обратном направлении. В термодинамике обратимым называют такой процесс, при совершении которого в прямом и обратном направлениях не происходит остаточных изменений ни в самой системе, ни в окружающей среде.

Основные **условия обратимости** процессов:

- условие внешней обратимости - температурное и механическое равновесие, т.е. равенство температур и давлений рабочего тела и окружающей среды;
- условие внутренней обратимости - отсутствие трения, диффузии и других односторонне направленных процессов.

**Круговой процесс** (цикл) – ряд последовательных изменений равновесных состояний рабочего тела, в результате которых оно возвращается в исходное состояние. В природе и технике в чистом виде круговых процессов или циклов не существует, но абстрактное понятие о них позволяют решать многие задачи в теории тепловых двигателей.

### 1.2.2 Работа расширения газа



**Работа** является количественной мерой передачи энергии одного тела другому путем механического (расширение, сжатие) или теплового (охлаждение, нагрев) воздействия. В технической термодинамике большое значение имеет работа, совершаемая системой при изменении объема. Чтобы получить представление об этой работе, выделим на воображаемой оболочке газа, определяющей границу термодинамической системы, элементарную площадку  $df$ . Подведем к газу тепло. Газ начнет расширяться и выполнять работу против внешних сил. Эта работа определяется как произведение силы ( $dN = P df$ ) на величину перемещения  $dn$ :

$$dI = P df dn \text{ или } dI = P dV.$$

Изобразим это на  $pV$ -диаграмме (рис.1.1).

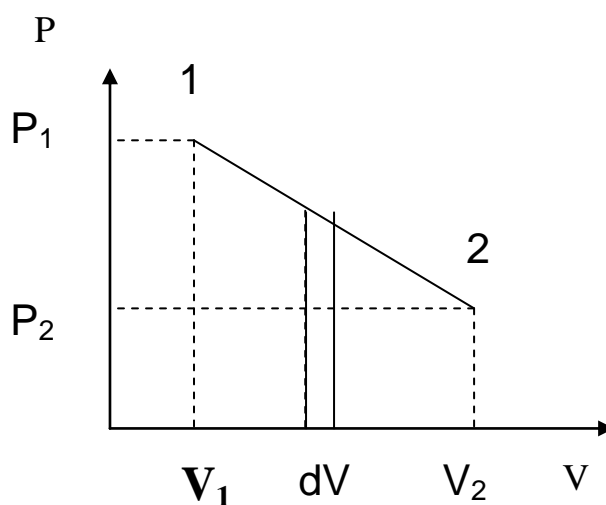


Рисунок 1.1 – PV-диаграмма

На **PV** -диаграмме работа, которую совершил газ, определяется как площадь, находящаяся ниже линии процесса (линия 1-2) и ограниченная ординатами удельного объема  $v_1$  и  $v_2$ .

$$l = \int_{V_1}^{V_2} p^* dv$$

В общем случае, когда масса газа не равна 1 кг, **полная** работа (L), совершаемая системой, определяется по формуле

$$L = l m .$$

Работу, совершаемую системой над окружающей средой, (расширение) принято считать положительной (полезной), а работу, совершаемую окружающей средой над системой, (сжатие) - отрицательной.

Единицами измерения полной работы в системе СИ является джоуль (Дж), удельной работы – Дж / кг.

Работа всегда связана с перемещением тел в пространстве, поэтому она характеризует упорядоченную форму передачи энергии от одного тела к другому и является мерой переданной энергии. Поскольку величина работы пропорциональна увеличению объема, то в качестве рабочих тел, предназначенных для преобразования тепловой энергии в механическую, целесообразно выбирать такие, которые допускают значительные увеличения объема. Этим качеством обладают газы и пары жидкостей.

### 1.2.3 Внутренняя энергия газа

Внутренняя энергия системы включает в себя:

- кинетическую энергию поступательного, вращательного и колебательного движения частиц;
- потенциальную энергию взаимодействия частиц;
- энергию электронных оболочек атомов;

- внутриядерную энергию.

В большинстве теплоэнергетических процессов две последние составляющие остаются неизменными. Поэтому в дальнейшем под **внутренней энергией** мы будем понимать энергию хаотического движения молекул и атомов, а также потенциальную энергию сил взаимодействия между молекулами.

Кинетическая энергия молекул является однозначной функцией температуры, значение потенциальной энергии зависит от среднего расстояния между молекулами, следовательно, от занимаемого газом объема. Внутренняя энергия зависит только от основных параметров газа, поэтому является 4-м параметром состояния газа.

Внутренняя энергия идеального газа, в котором отсутствуют силы взаимодействия между молекулами, не зависит от объема газа или давления, а определяется только его температурой.

Обозначим полную внутреннюю энергию газа  $U$  (джоуль), а удельную, отнесенную к 1 кг газа, -  $u$  (джоуль на килограмм).

В термодинамике определяют не абсолютное значение внутренней энергии, а ее изменение. Поэтому условно за нулевую точку отсчета произвольно взята температура  $T = 273$  К.

$$\Delta U = U_2 - U_1,$$

где  $U_1$  – внутренняя энергия в начальном состоянии, Дж;

$U_2$  – внутренняя энергия в конечном состоянии, Дж.

Для бесконечно малого изменения состояния:

$$du = C_v dT.$$

Изменение полной внутренней энергии для конечного интервала изменения температуры можно определить по формулам:

$$\Delta u = C_v(T_2 - T_1); \quad \Delta U = m C_v (T_2 - T_1).$$

В этих формулах  $C_v$  – теплоемкость рабочего тела при постоянном объеме, Дж / (кг К).

## 1.2.4 Аналитическое выражение 1-го закона термодинамики. Энтальпия

Первый закон термодинамики представляет собой частный случай всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым процессам. Этот закон является фундаментальным законом природы, который получен на основе обобщения огромного количества экспериментальных данных и применим ко всем явлениям природы. Он утверждает, что энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одной формы в другую, причем убыль энергии одного вида дает эквивалентное количество энергии другого вида.

Рассмотрим некоторое рабочее тело (газ) с объемом  $V$  и массой  $m$ , имеющее температуру  $T$  и давление  $P$ . Газу сообщается извне определенное количество тепла  $Q$ . В результате подвода теплоты газ будет нагреваться и расширяться. С энергетической точки зрения повышение температуры тела свидетельствует о увеличении внутренней энергии. Поскольку рабочее тело окружено средой, которая оказывает на него давление, то при своем расширении оно производит полезную работу против его внешнего давления. Так как никаких других изменений в системе не происходит, то по закону сохранения энергии можно записать:

$$dQ = dU + dL \quad (1.12)$$

или, если масса равна 1 кг, -

$$dq = du + dl = du + p dv, \quad (1.13)$$

т.е. теплота, сообщаемая системе, идет на приращение ее внутренней энергии и на совершение полезной работы.

Полученное уравнение является математическим выражением **первого закона термодинамики**.

Рассмотрим уравнение (1.13): работу запишем как произведение давления на изменение объема ( $dl=pdv$ ) и, используя

математический прием (прибавление и вычитание одной и той же величины  $vdp$ ), проведем математические преобразования:

$$dq = du + pdv + vdp - vdp = du + d(pv) - vdp = d(u + pv) - vdp.$$

Обозначим величину  $u + pv$  буквой  $h$  (энтальпия) и получим:

$$dq = dh - v dp. \quad (1.14)$$

**Энтальпия** представляет собой полную энергию термодинамической системы, равную сумме внутренней энергии системы и потенциальной энергии, которая обусловлена тем, что газ находится под давлением. Единицы измерения полной энтальпии ( $H$ ) - джоуль, удельной энтальпии ( $h$ ) – джоуль на килограмм.

Рассмотрим элементарное изменение энтальпии:

$$dh = du + d(pv).$$

Подставим в это уравнение  $dU = C_v dt$  и  $pv = RT$ :

$$dh = C_v dt + R dt = dT (C_v + R) = C_p dT$$

или для конечного процесса при произвольной массе газа:

$$\Delta \bar{H} = m C_p (T_2 - T_1). \quad (1.15)$$

Энтальпия – это теплота, подводимая к телу в процессе нагрева его при постоянном давлении.

Энтальпия является функцией основных параметров ( $u, p, v$ ) и принята за 5-й основной параметр состояния рабочего тела.

### 1.2.5 Первый закон термодинамики для потока газа

Рассмотрим схематичную работу теплового двигателя. Поток газа массой 1 кг с параметрами - давление  $p_1$ , удельный объем  $v_1$  и скорость  $\omega_1$  - через входной патрубок поступает в тепловой

двигатель, где к нему подводится теплота извне  $q_n$ . После совершения полезной работы газы выходят через выхлопной патрубок с параметрами  $p_2, v_2$  и скоростью  $\omega_2$ .

Запишем 1-й закон термодинамики в общем виде:

$$q = \Delta u + l. \quad (1.16)$$

Проанализируем каждый член уравнения (1.16). Теплота  $q$  состоит из 2 частей: теплоты, подводимой к потоку извне,  $q_n$  и теплоты, возникающей за счет трения подвижных частей о неподвижные,  $q_{тр}$ .

Изменение внутренней энергии  $\Delta u$  определяется разностью внутренней энергии газа в конечном и начальном состоянии.

Работа расширения газа состоит из 5 составных частей :

- работа по вталкиванию порций газа во входном патрубке - работа выполняется за счет внешнего источника энергии, считается отрицательной, эта работа вталкивания равна  $p_1 v_1$  ;

- работа, которую выполняет газ после агрегата по выталкиванию предыдущей порции газа из патрубка - эта работа положительная и равна  $p_2 v_2$  ;

- часть работы расходуется на трение –  $l_{тр}$  ;

- полезная (техническая) работа, которая выполняется в агрегате –  $l_T$  ;

- работа, которая расходуется на увеличение кинетической энергии потока газа.

Подставим полученную информацию в уравнение (1.16) :

$$q_n + q_{тр} = u_2 - u_1 - p_1 v_1 + p_2 v_2 + l_{тр} + l_T + (\omega_2^2 - \omega_1^2) / 2.$$

В данном выражении  $q_{тр} = l_{тр}$  (согласно закону сохранения энергии),  $u_2 + p_2 v_2 = h_2$  и  $u_1 + p_1 v_1 = h_1$ , тогда

$$q_n = h_2 - h_1 + l_T + (\omega_2^2 - \omega_1^2) / 2 \quad . \quad (1.17)$$

Уравнение (1.17) является математическим выражением 1-го закона термодинамики для потока газа.

В дифференциальном виде уравнение имеет вид

$$dq_n = dh + dl_T + \omega d\omega . \quad (1.18)$$

Количество теплоты, подводимое к потоку газа извне, расходуется на увеличение энтальпии потока газа, увеличение кинетической энергии и на выполнение технической работы.

### 1.2.6 Энтропия газов

Клаузиусом для более полного исследования термодинамических процессов был введен 6-й параметр состояния - энтропия.

Величина  $dq=du+pdv$  не является полным дифференциалом. Действительно, чтобы проинтегрировать правую часть, нужно знать зависимость давления от объема, т.е. процесс, который совершает газ.

В математике есть прием превращения в полный дифференциал путем умножения (или деления) на интегрирующий множитель (или делитель). Для элементарного количества теплоты  $dq$  интегрирующим делителем является абсолютная температура  $T$ .

Рассмотрим это на примере идеального газа.

Подставим в уравнение (1.13) выражения для внутренней энергии, а давление выразим через параметры газа:

$$dq = C_v dT + R T dv / v. \quad (1.19)$$

Для превращения в полный дифференциал разделим обе части уравнения (1.19) на абсолютную температуру  $T$ :

$$dq / T = C_v dT / T + R dv / v. \quad (1.20)$$

Величина  $dq/T$  при равновесном изменении состояния газа есть полный дифференциал некоторой функции состояния и называется энтропией ( $ds$ ). Единицы измерения полной энтропии ( $S$ ) – джоуль на кельвин, удельной энтропии ( $s$ ) – джоуль на килограмм-кельвин .

**Энтропия** – функция состояния термодинамической системы, которая характеризует хаотичность (неупорядоченность) системы. Энтропию часто называют приведенной теплотой, т.к. она показывает отношение теплоты до абсолютной температуры газа.

После интегрирования уравнения (1.20) получим :

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} . \quad (1.21)$$

Используя уравнение Клапейрона, можно легко получить выражения изменения энтропии через другие параметры рабочего тела:

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{P_2}{P_1} + c \ln \frac{v_2}{v_1} ; \quad (1.22)$$

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} . \quad (1.23)$$

Энтропия есть функция состояния рабочего тела, поэтому уравнениями (1.21) – (1.23) можно пользоваться вне зависимости от пути перехода рабочего тела между состояниями.

Понятие энтропии позволяет ввести удобную для термодинамических расчетов **TS-диаграмму**, на которой состояние системы изображается точкой, а равновесный процесс – линией (рис.1.2).

Из определения энтропии можно записать:

$$dq = TdS. \quad (1.24)$$



Из уравнения (2.12) видно, что тепло и энтропия изменяются в одном и том же направлении, т.к. абсолютная температура всегда положительна: при нагревании тела ( $dq>0$ ) его энтропия возрастает ( $dS>0$ ), при охлаждении тела ( $dq<0$ ) его энтропия убывает ( $dS<0$ ).

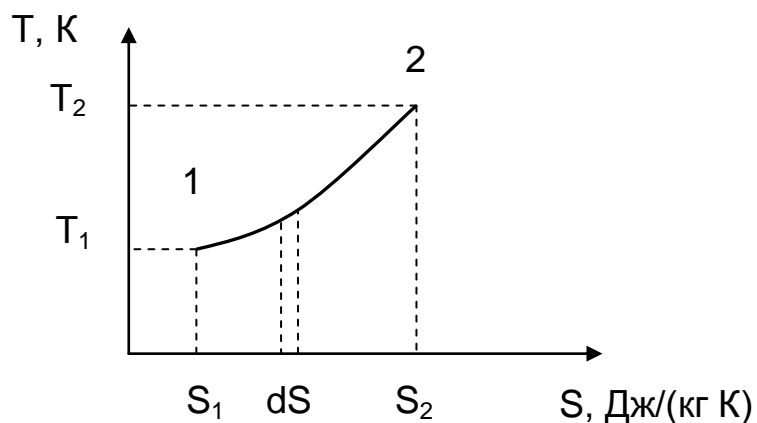


Рисунок 1.2 – TS-диаграмма

Выделим на TS-диаграмме элементарное изменение энтропии  $dS$ . Произведение  $TdS$  характеризует площадь прямоугольника и равно элементарной теплоте. Проинтегрируем уравнение (1.24). Геометрический смысл интеграла - это сумма элементарных площадей  $dST$ , т.е. получим площадь, ограниченную линиями  $S_2=\text{const}$ ,  $S_1=\text{const}$  и линией процесса 1-2 (см. рис. 1.2):

$$q = \int_{S_1}^{S_2} T dS$$

Таким образом, на TS-диаграмме площадь, ограниченная линией процесса, крайними ординатами и осью абсцисс, эквивалентна теплоте процесса.

## 1.2.7 Термодинамические процессы идеальных газов

1-й закон термодинамики устанавливает связь между теплотой, изменением внутренней энергии и механической работой. При этом количество теплоты, подводимое к рабочему телу, зависит от способа подвода теплоты или характера термодинамического процесса. Выделяют следующие методы подвода теплоты к рабочему телу:

- изохорный -  $V = \text{const}$ ;
- изобарный -  $P = \text{const}$ ;
- изотермический -  $T = \text{const}$ ;
- адиабатный -  $q = \text{const}$ ;
- политропный -  $C = \text{const}$ .

При исследовании термодинамических процессов необходимо:

- 1 Построить процесс на PV- и TS-диаграммах.
- 2 Определить начальные и конечные параметры рабочего тела.
- 3 Вывести уравнение процесса, устанавливающее связь между начальными и конечными параметрами рабочего тела в данном процессе.
- 4 Определить изменение внутренней энергии, энтропии и величину работы изменения объема газа.

Рассмотрим по данной схеме основные термодинамические процессы.

### **Изохорный процесс**

Изохорным называют процесс, протекающий при неизменном объеме рабочего тела,  $V = \text{const}$ ,  $dV = 0$ .

Связь между конечными и начальными параметрами выражается законом Шарля: при постоянном объеме давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре:

$$P_2 / P_1 = T_2 / T_1. \quad (1.25)$$

Работа расширения в изохорном процессе равна нулю, так как изменение объема равно нулю. Следовательно, согласно 1-му закону термодинамики можно записать:

$$dq = du = C_v dT, \quad (1.26)$$

или для конечного изменения температуры и произвольной массы газа:

$$\overline{\Delta U} = m C_v (T_2 - T_1). \quad (1.27)$$

Все тепло, которое подводится к газу в изохорном процессе, расходуется на увеличение внутренней энергии газа, т.е. газ нагревается.

Изменение энтропии в изохорном процессе можно определить следующим образом:

$$S_2 - S_1 = C_v \ln (P_2/P_1) = C_v \ln (T_2/T_1). \quad (1.28)$$

Зависимость энтропии от температуры имеет логарифмический характер.

### **Изобарный процесс**

Изобарным называют процесс, протекающий при постоянном давлении,  $p = \text{const}$ ,  $dp = 0$ .

Связь между конечными и начальными параметрами выражается законом Гей – Люссака: в изобарном процессе объем газа прямо пропорционален его абсолютной температуре:

$$V_2 / V_1 = T_2 / T_1. \quad (1.29)$$

Работа, которую выполняет газ при расширении, в данном случае определяется следующим образом:

$$L = p (V_2 - V_1). \quad (1.30)$$

Количество теплоты, затраченное на расширение газа при постоянном давлении, равно изменению энтальпии газа:

$$q = \Delta h = C_p (T_2 - T_1). \quad (1.31)$$

Изменение энтропии можно определить, зная изменение температур или объемов рабочего тела:

$$S_2 - S_1 = C_p \ln (v_2/v_1) = C_p \ln (T_2/T_1). \quad (1.32)$$

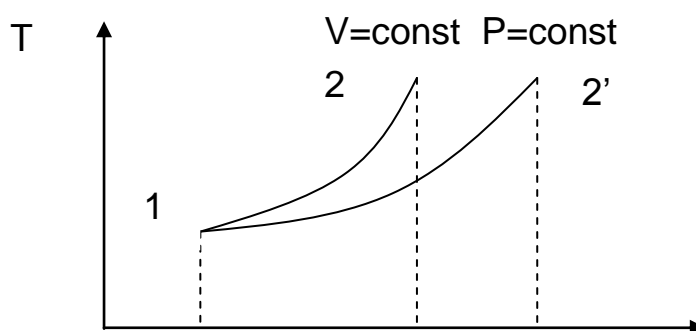


Рисунок 1.3 – TS - диаграмма изобарного и изохорного процессов

Сравним на TS -диаграмме два процесса (рис.1.3) – изохорный (линия 1-2) и изобарный (линия 1-2'). Из рис.1.3 видно, что при нагревании газа до одной и той же температуры при постоянном давлении требуется затратить больше тепла , чем при постоянном объеме.

### **Изотермический процесс**

Изотермическим называют процесс, протекающий при постоянной температуре,  $T = \text{const}$ ,  $dT = 0$ .

Связь между конечными и начальными параметрами выражается законом Бойля-Мариотта: при изотермическом сжатии давление газа возрастает, а при расширении –падает:

$$P_2 / P_1 = V_1 / V_2 \quad \text{или} \quad PV = \text{const} . \quad (1.33)$$

Изменение внутренней энергии равно нулю, т.к.  $T = \text{const}$ .

В изотермическом процессе все тепло, подводимое к газу, расходуется на выполнение полезной работы.

Работа изотермического процесса определяется :

$$I = p_1 v_1 \ln (v_2 / v_1) = R T \ln (v_2 / v_1). \quad (1.34)$$

Изменение энтропии можно определить по формуле

$$S_2 - S_1 = R \ln (v_2 / v_1) = R \ln (P_1 / P_2). \quad (1.35)$$

### Адиабатный процесс

Адиабатным называют процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой,  $q = \text{const}$ ,  $dq = 0$ . Для осуществления такого процесса следует либо теплоизолировать газ, либо провести процесс настолько быстро, чтобы изменение температуры газа, обусловленное теплообменом, было пренебрежительно мало по сравнению с изменением температуры, вызванным расширением или сжатием газа.

Уравнение адиабаты имеет следующий вид:

$$p v^k = \text{const} \quad \text{или} \quad p_1 v_1^k = p_2 v_2^k, \quad (1.36)$$

где  $k$  - показатель адиабаты, зависящий от природы газа.

Сравним изотермический и адиабатный процессы на  $PV$ -диаграмме (рис. 1.4). Графиком изотермического процесса в  $p$ - $v$ -координатах, как показывает уравнение (1.33), является равнобокая гипербола, для которой оси служат асимптотами. Поскольку  $k > 1$ , то линия адиабаты (2-3) идет круче линии изотермы (2-1).

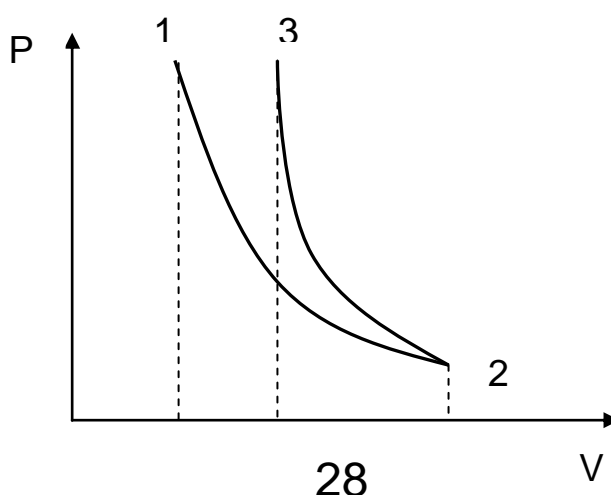


Рисунок 1.4 – PV-диаграмма изотермического и адиабатного процессов

Для определения связи между основными параметрами адиабатного процесса решим совместно уравнение Клапейрона и уравнение адиабаты для 2 состояний. В результате получим:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{K-1} = \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{K}}.$$

Работа расширения при адиабатном процессе согласно 1-му закону термодинамики совершается за счет уменьшения внутренней энергии:

$$q = \Delta u + l = 0; \quad l = -\Delta u = C_v(T_1 - T_2). \quad (1.37)$$

Работу расширения в адиабатном процессе можно вычислить и по другой формуле:

$$l = R(T_1 - T_2) / (\kappa - 1) = (p_1 v_1 - p_2 v_2) / (\kappa - 1). \quad (1.38)$$

Энтропия рабочего тела в адиабатном процессе не изменяется, т.к.  $dq=0$ . Следовательно, на TS-диаграмме адиабатный процесс изображается вертикальной линией.

### Политропные процессы

Имеется группа процессов, которые протекают при постоянной теплоемкости. Условились эти процессы называть политропными. Они описываются уравнением вида

$$p v^n = \text{const},$$

где  $n$  –показатель политропы, может принимать любое численное значение в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ , но для данного процесса эта величина постоянная.

Учитывая внешнее сходство уравнений политропы и адиабаты, можно связь между основными параметрами представить в следующем виде:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{n-1} = \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{n-1}{n}}.$$

Работа расширения в политропном процессе определяется по формуле

$$l = R (T_1 - T_2) / (n - 1) = (p_1 v_1 - p_2 v_2) / (n - 1). \quad (1.39)$$

Количество подведенного (или отведенного) тепла можно определить с помощью 1-го закона термодинамики:

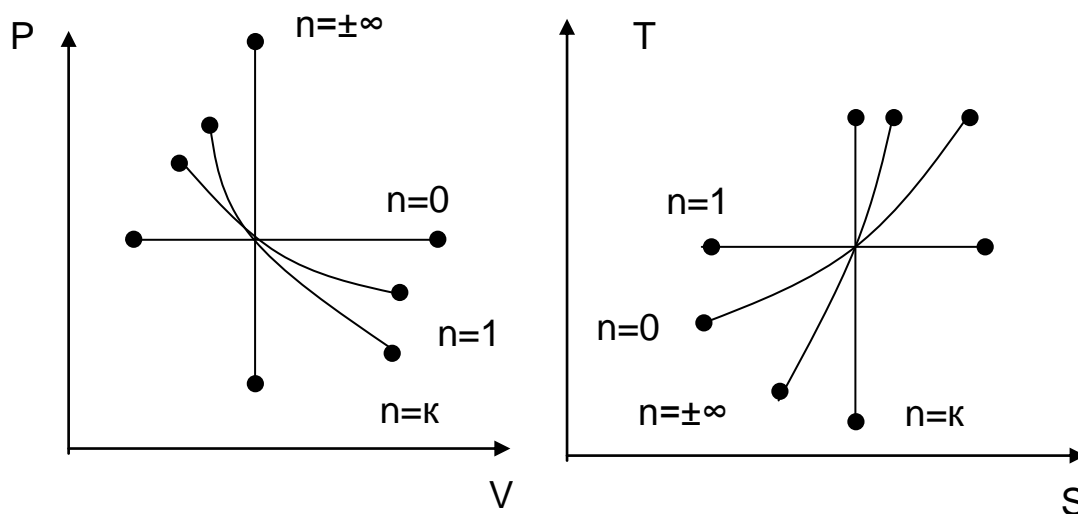
$$q = C_v (n - \kappa) (T_2 - T_1) / (n - 1) = C_n (T_2 - T_1),$$

где  $C_n$ - теплоемкость идеального газа в политропном процессе.

Изменение энтропии в политропном процессе:

$$S_2 - S_1 = C_n \ln (T_2 / T_1).$$

Политропный процесс имеет обобщающие значения, т.к. охватывает всю совокупность основных термодинамических процессов. Рассмотрим это на диаграммах рис.1.5.



## Рисунок 1.5 – Частные случаи политропного процесса

Из рис. 1.5 видно:

- для изобарного процесса -  $n=0$ ,  $C_n = C_p$ ;
- для изотермического процесса -  $n=1$ ,  $C_n = \infty$ ;
- для адиабатного процесса -  $n = \kappa$ ,  $C_n = 0$ ;
- для изохорного процесса -  $n = \pm\infty$ ,  $C_n=C_v$ .

Процессы, находящиеся правее изохоры, характеризуются положительной работой, процессы, расположенные левее изохоры – отрицательной работой. Процессы, расположенные правее и выше адиабаты, идут с подводом теплоты к рабочему телу, процессы, лежащие левее и ниже адиабаты, протекают с отводом теплоты. Для процессов, расположенных над изотермой, характерно увеличение внутренней энергии; процессы, расположенные под изотермой, сопровождаются уменьшением внутренней энергии.

### 1.2.8 Вопросы для самоконтроля

- 1 Охарактеризуйте равновесные и неравновесные, обратимые и необратимые термодинамические процессы.
- 2 Каким образом можно определить работу расширения?
- 3 Какими свойствами обладает PV-диаграмма?
- 4 Что характеризует внутренняя энергия рабочего тела и как ее можно рассчитать?
- 5 В чем заключается сущность 1-го закона термодинамики?
- 6 В чем заключается особенность 1-го закона термодинамики применительно к потоку газа?
- 7 Что характеризует энтропия рабочего тела и каким образом ее можно определить? Свойства TS-диаграммы.



- 8 Какие этапы включает в себя исследование термодинамических процессов идеальных газов?
- 9 Дать характеристику изохорных процессов.
- 10 Какова особенность изобарных процессов? Сравните эти процессы на TS-диаграмме.
- 11 Охарактеризуйте изотермические процессы.
- 12 Какова особенность адиабатных процессов? Сравните изотермический и адиабатный процесс на p-v-диаграмме.
- 13 Покажите на диаграммах обобщающее значение поли-тропного процесса.

### 1.3 Реальные газы

#### 1.3.1 Свойства реальных газов

Реальные газы отличаются от идеальных тем, что молекулы этих газов имеют конечные собственные объемы и связаны между собой силами взаимодействия, имеющими электромагнитную и квантовую природу. Отличие свойств реальных газов от идеальных исключило возможность применения к ним в чистом виде законов идеального газа. При практических расчетах различных свойств реальных газов находит широкое применение отношение (1.40), которое получило название **коэффициента сжимаемости** ( $c$ ):

$$c = pv / R T. \quad (1.40)$$

Коэффициент сжимаемости характеризует отклонение свойств реального газа от свойств идеального. Для идеальных газов при любых условиях  $c=1$ , для реальных газов значение коэффициента сжимаемости в зависимости от давления и температуры может быть больше или меньше 1 и только при очень малых давлениях и высоких температурах оно практически равно единице.

Одной из первых попыток аналитически описать свойства реальных газов является **уравнение Ван-дер-Ваальса** (1873 г.). Им было введено две поправки в уравнение Клапейрона:

$$\left( P + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT,$$

где  $a$  и  $b$  - постоянные для данного газа.

Слагаемое  $a / v^2$  в первом множителе учитывает влияние сил взаимодействия молекул; во втором множителе  $b$  учитывает влияние объема молекул. Легко видеть, что применительно к идеальному газу это уравнение принимает вид уравнения состояния Клапейрона. Практически пользоваться уравнением Ван-дер-Ваальса нельзя, т.к. оно дает результаты, недостаточно точные для нужд современной техники. Наиболее точным является в настоящее время уравнение состояния реальных газов, разработанное М.П.Вукаловичем и Н.И.Новиковым (1939 г.) При выводе своего уравнения авторы учитывали влияние ассоциации и диссоциации молекул под влиянием межмолекулярных сил взаимодействия:

$$\left( P + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT \left( 1 - \frac{C}{vT^{\frac{3+2m}{2}}} \right),$$

где  $a, b$  - постоянные уравнения Ван-дер-Ваальса, приведенные в справочных таблицах;

$c, m$  - коэффициенты, зависящие от природы газа, определяются экспериментально и приводятся в справочных таблицах.

Однако для практических целей пользоваться этим, как и другими уравнениями состояния реального газа, неудобно вследствие сложности их и необходимости выполнения трудоемких вычислений. Обычно пользуются готовыми данными, например для

водяного пара существуют **таблицы** водяного пара и энтальпийно-энтропийные **диаграммы** водяного пара.

Во многих отраслях народного хозяйства в качестве рабочих тел используются пары различных веществ (воды, аммиака, углекислого газа, фреонов и др.) и атмосферный воздух. Наиболее часто используемые - это водяной пар и атмосферный воздух.

### 1.3.2 Водяной пар

Процесс превращения вещества из жидкого состояния в газообразное называют **парообразованием**. Испарением называют парообразование, которое происходит всегда при любой температуре со свободной поверхности жидкости или твердого тела. Сущность процесса **испарения**: отдельные молекулы, имеющие большие скорости, преодолевают притяжение соседних молекул и вылетают в окружающее пространство. Интенсивность испарения возрастает с увеличением температуры.

Процесс **кипения** заключается в том, что если к жидкости подводить теплоту, то при некоторой температуре, зависящей от физических свойств рабочего тела и давления, наступает процесс парообразования как на свободной поверхности жидкости, так и внутри.

Переход вещества из газообразного состояния в жидкое называется **конденсацией**. Процесс конденсации, так же как и процесс парообразования, протекает при постоянной температуре, если при этом давление не меняется.

Если воду поместить в закрытый сосуд, то молекулы, испаряющиеся со свободной поверхности, будут заполнять пространство над жидкостью. Одновременно часть молекул будет

снова возвращаться в жидкость. В некоторый момент количество молекул, вылетающих из жидкости, будет равно количеству молекул, возвращающихся в жидкость. В этот момент в пространстве над жидкостью будет находиться максимально возможное количество молекул. Пар в этом состоянии имеет максимальную плотность при данной температуре и называется **насыщенным водяным паром**, т.е. паром, соприкасающимся с жидкостью и находящимся в термическом с ней равновесии. С изменением температуры жидкости равновесие нарушается, вызывая соответствующее изменение плотности и давления насыщенного пара.

Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные высокодисперсные частицы жидкой фазы, называется **сухим насыщенным паром**. Состояние сухого насыщенного пара определяется только одним параметром - давлением, или удельным объемом, или температурой.

Насыщенный пар, в котором содержатся взвешенные высокодисперсные частицы жидкой фазы, равномерно распределенные по всей массе пара, называется **влажным насыщенным паром**. Отношение массы сухого насыщенного пара к суммарной массе влажного насыщенного пара называется **степенью сухости** пара или паросодержанием ( $x$ ):

- для кипящей жидкости -  $x = 0$ ;
- для сухого насыщенного пара -  $x = 1$ ;
- для влажного насыщенного пара -  $0 < x < 1$ .

Массовая доля кипящей жидкости во влажном паре, равная  $(1-x)$ , называется степенью влажности пара. Состояние влажного пара определяется двумя параметрами: температурой (или давлением) и степенью сухости пара.

Если сухому насыщенному пару сообщить некоторое количество теплоты при постоянном давлении, то температура его будет возрастать. Такой пар называют **перегретым**, он при данном

давлении имеет более высокую температуру и удельный объем, чем сухой насыщенный пар.

Теперь, вспомнив основные понятия, можно приступить к рассмотрению **PV– диаграммы** процесса парообразования.

Фазовая PV- диаграмма системы, состоящей из жидкости и пара, представляет собой график зависимости удельных объемов воды и пара от давления ( рис. 1.6).

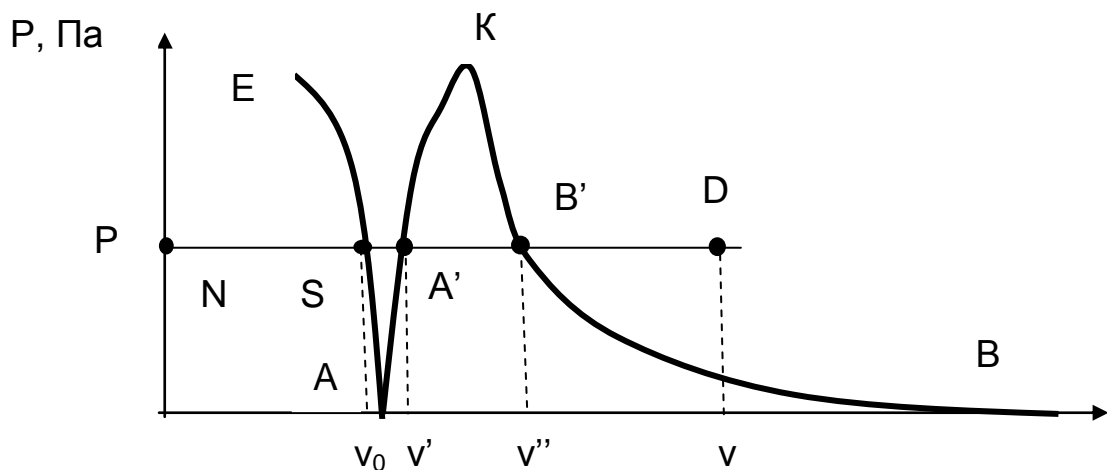


Рисунок 1.6 – PV-диаграмма водяного пара

Пусть вода при  $0^{\circ}\text{C}$  и некотором давлении  $P$  занимает удельный объем  $v_0$  (отрезок  $NS$ ). Вся кривая  $AE$  выражает зависимость удельного объема воды от давления при температуре  $0^{\circ}\text{C}$ . Кривая  $AE$  практически параллельна оси ординат, т.к. вода - вещество практически несжимаемое. Если при  $P=\text{const}$  сообщать воде теплоту, то ее температура и удельный объем будут расти. При некоторой температуре  $t_n$  вода закипает, а ее удельный объем  $v'$  в точке  $A'$  достигнет при данном давлении максимального значения. Кривая  $AK$  - зависимость удельного объема кипящей воды от давления, ее называют **пограничной кривой жидкости** (нижняя

пограничная кривая). Характеристикой кривой АК является степень сухости  $x=0$ .

При дальнейшем подводе теплоты при  $P=\text{const}$  начнется процесс парообразования. При этом количество воды уменьшается, а количество пара растет. В момент окончания парообразования в точке В' пар будет сухим насыщенным. Если процесс парообразования протекает при  $P=\text{const}$ , то температура его не изменяется и процесс А'В' является одновременно изобарным и изотермическим.

Кривая KB выражает зависимость удельного объема сухого насыщенного пара от давления, называется **пограничной кривой газа** (верхняя пограничная кривая). Характеристикой кривой KB является степень сухости  $x=1$ . Точка А соответствует состоянию кипящей жидкости в тройной точке ( $t_0=0.01^\circ \text{C}$ ), а изобара АВ соответствует состояниям равновесия всех трех фаз, она практически сливается с осью абсцисс ( $P_0=0.00611 \text{ бар}$ ).

Если к сухому насыщенному пару подводить теплоту при  $P=\text{const}$ , то его температура и объем будут расти, а пар из сухого насыщенного перейдет в перегретый (точка D).

На диаграмме можно выделить следующие характерные зоны:

- между осью ординат и изотермой EA - "вода + лед";
- между EA и нижней пограничной кривой АК - "жидкость";
- между нижней и верхней пограничными кривыми АК и KB - "вода + пар";
- вправо и вверх от KB - "перегретый пар".

Точку А (вода находится одновременно в жидком, твердом и газообразном состояниях) называют **тройной точкой воды**, ее параметры:  $P_0 = 0.00611 \text{ бар}$ ,  $T = 0.01^\circ \text{C}$ ,  $V_0 = 0.001 \text{ м}^3 / \text{кг}$ .

Верхняя и нижняя пограничные кривые сходятся в одной точке К, которую называют **критической точкой**. Критическая точка является конечной точкой фазового перехода «жидкость – пар», начинающегося в тройной точке воды. Выше этой точки существование вещества в двухфазном состоянии невозможно. Параметры критической точки для воды:  $T_k = 374.12^\circ \text{C}$ ;  $v_k = 0.00314 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $p_k = 22.15 \text{ МПа}$ .

Для практических расчетов теплоэнергетических процессов, в которых используется водяной пар, требуются термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара. Эти данные берут из таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара, которые получены расчетами по **уравнению Вукаловича-Новикова**. В этих таблицах величины со штрихом относятся к воде, нагретой до температуры кипения, а величины с двумя штрихами - к сухому насыщенному пару. За нулевое состояние, от которого отсчитываются величины энтальпии и энтропии, условно принято состояние воды в тройной точке.

Количество теплоты, затраченное на парообразование 1кг воды при температуре кипения до сухого насыщенного пара, называется **удельной теплотой парообразования** и обозначается -  $r$ , кДж/кг.

Состояние кипящей воды и сухого насыщенного пара определяется только одним параметром, поэтому по известному давлению или температуре по таблице можно определить все эти значения.

Удельная внутренняя энергия определяется из общей формулы для энтальпии:

$$u = h - p v.$$

Термодинамические величины влажного насыщенного пара определяются по правилу аддитивности:

$$v_x = x v'' + (1 - x) v' = v' + x (v'' - v');$$

$$h_x = h' + x (h'' - h') = h' + r x;$$

$$s_x = s' + x (s'' - s') = s' + r x / T_H;$$

$$u_x = h_x - p v_x.$$

Теперь рассмотрим **TS-диаграмму** процесса парообразования при заданном давлении P (рис 1.7).

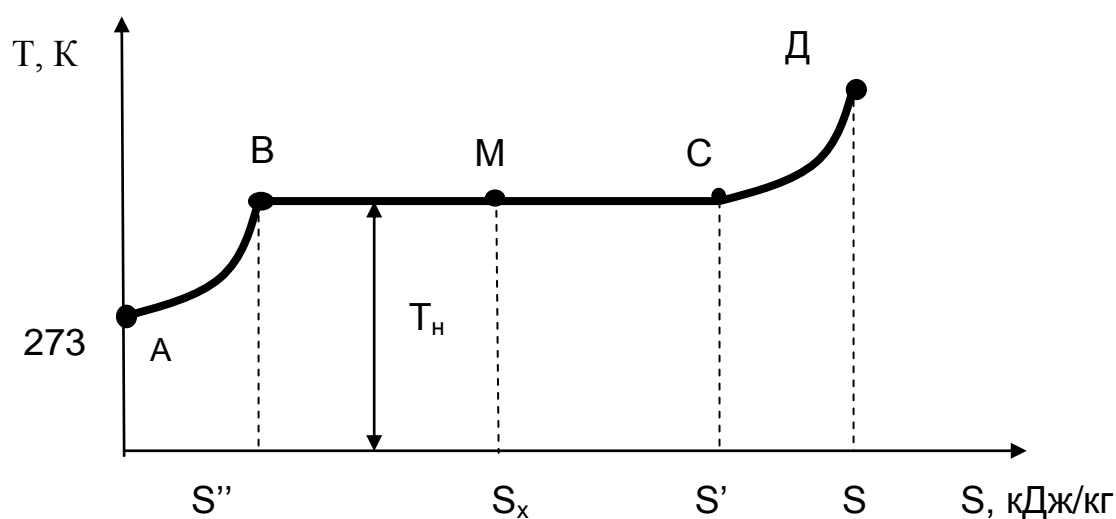


Рисунок 1.7 – TS-диаграмма водяного пара при постоянном давлении

На диаграмме линия АВ характеризует изменение энтропии воды в изобарном процессе; точка В - кипящая вода, параметры S' и T<sub>H</sub> - при данном давлении. Количество теплоты, затраченное на нагрев воды до температуры кипения, эквивалентно площади под кривой АВ, с некоторым допущением она равна удельной энтальпии кипящей воды h'.



Линия BC характеризует процесс парообразования ( $P=\text{const}$ ,  $T=\text{const}$ ). Количество теплоты, подведенное при парообразовании и равное  $r$ , определяется площадью под кривой BC:

$$r = T_H (S'' - S').$$

Точка C характеризует конец парообразования - состояние сухого насыщенного пара. Если в конце испарения получаем влажный пар (например, точка M) со степенью сухости  $x$ , то количество теплоты определяется площадью под линией BM:

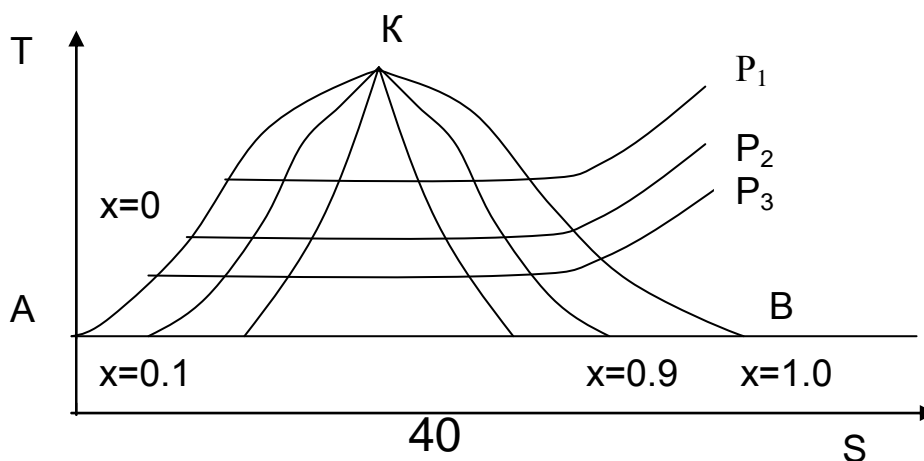
$$(Sx - S') T_H = r x.$$

Степень сухости можно найти из соотношения

$$x = BM / BC = (Sx - S') / (S'' - S').$$

Линия CD характеризует нагрев сухого насыщенного пара, т.е. получение перегретого пара. Теплота, которая при этом затрачивается, равна площади под кривой CD.

В общем, для любого давления TS-диаграмма водяного пара имеет следующий вид (рис. 1.8).



## Рисунок 1.8 – TS-диаграмма водяного пара

На диаграмме точка А соответствует тройной точке воды ( $S_0=0$ ,  $T_0=273,16$  К); линия АК характеризует нижнюю пограничную кривую, соответствует кипящей воде; линия KB-верхняя пограничная кривая, соответствует сухому насыщенному пару. Левее линии АК находится область жидкостей, между линиями АК и KB - двухфазная область влажного насыщенного пара, вправо и вверх от линии KB - область перегретого пара, точка К-критическая точка. Линия АВ - нулевая изотерма-изобара, ниже которой вода находится в виде льда и пара. На диаграмму наносят изобары, изохоры и линии постоянной степени сухости.

На TS-диаграмме площадь под кривой процесса эквивалентна количеству теплоты, подведенной или отведенной от рабочего тела. Достаточно широко применяется диаграмма при теоретических исследованиях.

### **Энтальпийно-энтропийная диаграмма водяного пара**

Эта диаграмма впервые предложена Молье. Достоинством диаграммы является то, что техническая работа и количество теплоты изображаются отрезками линий, а не площадями, как в TS-диаграмме. Диаграмма строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в TS-координаты (рис. 1.9).

За начало координат принято состояние воды в тройной точке ( $s_0=0$ ;  $h_0=0$ ). Откладывая на диаграмме для различных состояний значения энтальпии и энтропии для воды при температуре кипения и сухого насыщенного пара, получают нижнюю и верхнюю пограничные кривые.

Линии изобар-изотерм в области влажного пара представляют собой веер прямых наклонных линий, тангенс угла наклона которых

равен абсолютной температуре данного состояния. Крайняя изобара критического давления идет наиболее круто. Отсюда следует, что точка К лежит не на вершине, как в TS-диаграмме, а на левом склоне пограничной кривой.

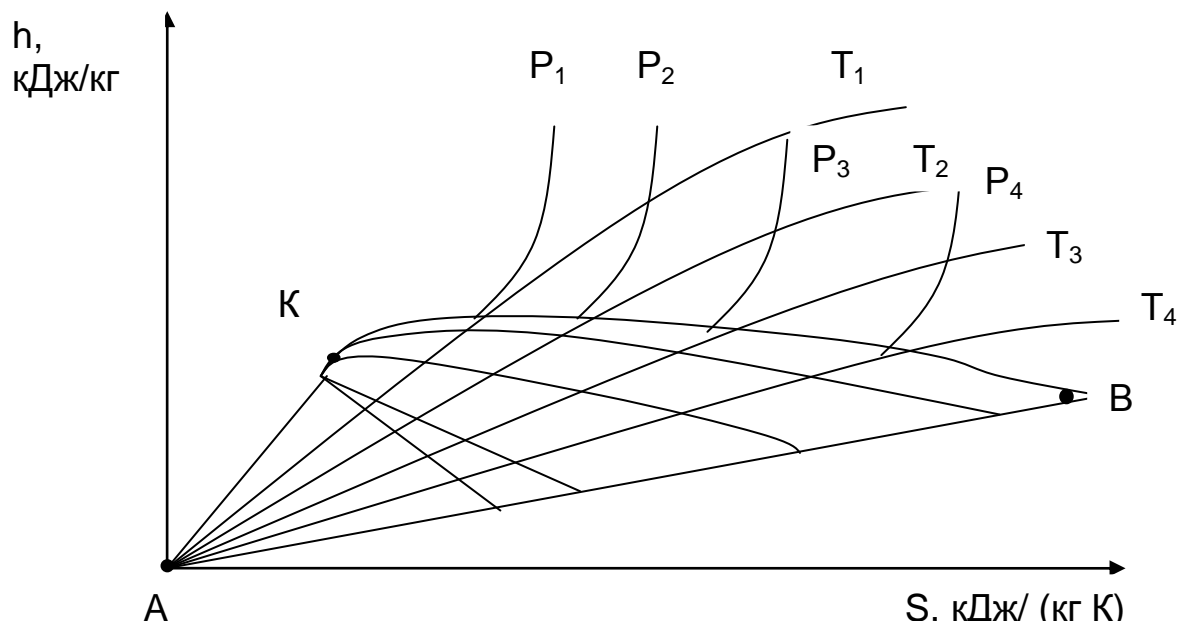


Рисунок 1.9 – hs-диаграмма водяного пара

В области перегретого пара изобары и изотермы расходятся, изобары имеют логарифмическую зависимость, а изотермы постепенно переходят в горизонтальные прямые. На диаграмме наносят также линии постоянного объема, идущие круче изобар (пунктирные линии, на рис. 1.9 не показаны).

Рассмотрим, сколько необходимо знать параметров системы, чтобы однозначно определить ее положение на диаграмме:

- в области влажного пара - 2 параметра:  $x$  и  $P(T)$  ;
- кипящая вода (линия АК) - 1 параметр:  $P(T)$  ;
- сухой насыщенный пар (линия KB) - 1 параметр:  $P(T)$  ;
- перегретый пар - 2 параметра:  $P$  и  $T$ .

Обычно всю диаграмму не выполняют, а строят только ее верхнюю часть, наиболее употребляемую в практике расчетов. Это дает возможность изображать ее в более крупном масштабе.

Для анализа работы паросиловых установок существенное значение имеют изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы. Расчеты этих процессов можно выполнить либо с помощью таблиц воды и водяного пара, либо с помощью  $hS$ -диаграммы. Первый способ более точен, но второй более прост и нагляден. Общий метод расчета по диаграмме заключается в следующем. По известным параметрам наносится начальное состояние рабочего тела, затем проводится линия процесса и определяются его параметры в конечном состоянии. Далее вычисляется изменение внутренней энергии, определяется количество теплоты и работы в данном процессе.

### 1.3.3 Атмосферный воздух.

#### $h$ - $d$ -диаграмма влажного воздуха

В качестве рабочего тела широко используют влажный воздух. Влажный воздух - это смесь сухого воздуха и водяного пара. Он имеет одну **особенность**, в отличие от других газовых смесей: при одних и тех же температуре и давлении воздух может содержать разное количество водяного пара.

Основные характеристики влажного воздуха:

- **Абсолютная влажность** - количество водяного пара в  $1\text{ м}^3$  влажного воздуха, численно равное плотности пара ( $\rho_n$ ) при его парциальном давлении ( $P_n$ ). Согласно закону Дальтона общее

давление влажного воздуха состоит из парциального давления водяного пара ( $P_p$ ) и парциального давления сухого воздуха ( $P_B$ ).

- **Относительная влажность** ( $\varphi$ ) - отношение действительной абсолютной влажности  $\rho_p$  к максимально возможной абсолютной влажности  $\rho_{p \max}$  при той же температуре:

$$\varphi = \rho_p / \rho_{p \max}.$$

Для сухого воздуха  $\varphi = 0$ , для насыщенного ( смесь сухого воздуха и насыщенного водяного пара)  $\varphi = 1$ . Смесь сухого воздуха и перегретого водяного пара называют ненасыщенным влажным воздухом. Температура, до которой нужно охладить ненасыщенный влажный воздух, чтобы содержащийся в нем перегретый пар стал насыщенным, называется температурой точки росы. При охлаждении ниже данной температуры происходит конденсация водяного пара. Поэтому температуру точки росы часто используют как меру содержания в воздухе воды в парообразном состоянии. Ее определяют с помощью гигрометра.

- **Влагосодержание** воздуха - отношение массы водяного пара ( $m_p$ ), содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха ( $m_B$ ):

$$d = m_p / m_B.$$

Единицы измерения влагосодержания – кг / кг или г / кг. Влагосодержание, в г / кг, можно рассчитать по уравнению

$$d = 0.622 P_p / (P - P_p) ,$$

где  $P_p$  - парциальное давление пара, Па;

$P$  - общее давление, Па.

Из уравнения видно, что с увеличением парциального давления пара влагосодержание увеличивается. Максимальное влагосодержание зависит от температуры и давления влажного воздуха.

Влагосодержание и относительная влажность связаны между собой следующим уравнением:

$$\varphi = \frac{d / (0.622 + d)}{P / P_{\max}},$$

где  $P_{\max}$  - максимально возможное давление водяного пара при данной температуре.

Ряд практических задач в области кондиционирования, сушки материалов, вентиляции и отопления довольно просто решается с помощью **hd-диаграммы**, предложенной Рамзиным (рис. 1.10).

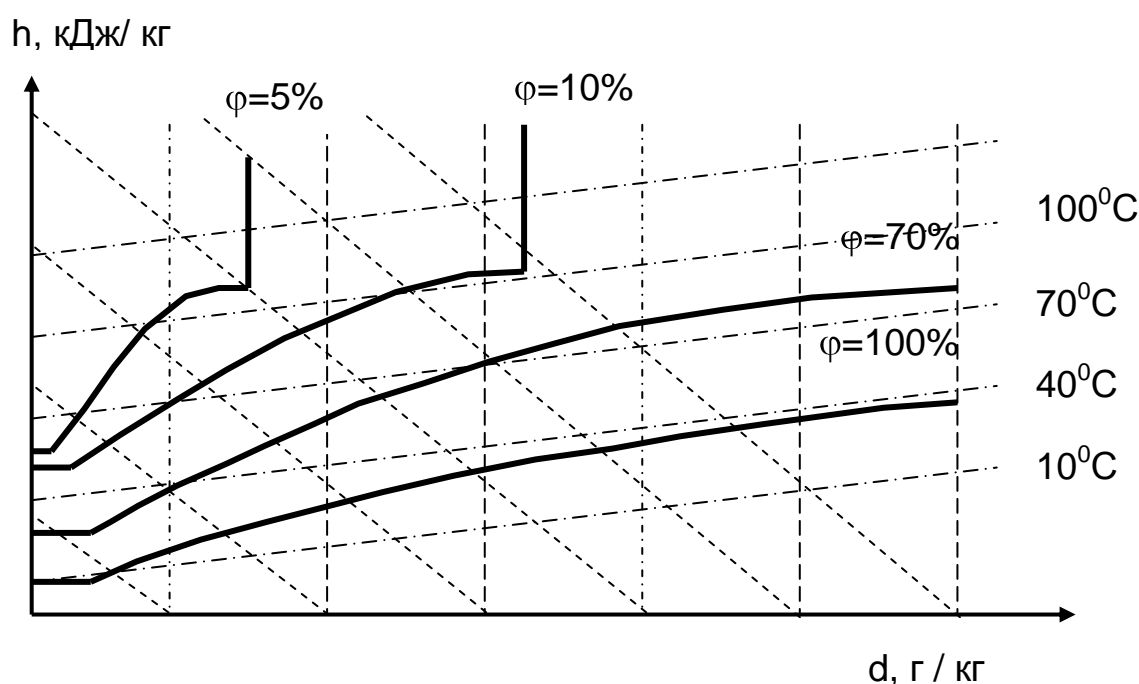


Рисунок 1.10 – hd-диаграмма атмосферного воздуха

На диаграмме (см. рис. 1.10) энтальпия влажного воздуха (ось ординат) представлена как функция влагосодержания (ось абсцисс). Для удобства пользования диаграмма построена в косоугольных координатах: ось абсцисс направлена под углом  $135^{\circ}$  к оси ординат.

На диаграмме размещено 4 группы линий:

- линии равного влагосодержания – вертикальные линии;

- линии равной энтальпии (теплосодержания) – наклонные прямые линии, под углом  $135^{\circ}$  к горизонту;
- линии равных температур (изотермы) – прямые линии, под углом от  $3$  до  $5^{\circ}$  в зависимости от температуры (чем больше температура, тем больше угол наклона);
- группа кривых – линии равной относительной влажности, которые при  $t=100^{\circ}\text{C}$  превращаются в вертикальные прямые, т.к. при  $t > 100^{\circ}\text{C}$  влажность воздуха не может повышаться (там будет только перегретый пар).

Любая точка на диаграмме обозначает вполне определенное физическое состояние воздуха, а изменение этого состояния изображается линией процесса. Для определения точки, которая характеризует состояние влажного воздуха на диаграмме, необходимо знать температуру и относительную влажность воздуха.

Процесс нагрева (влагосодержание не меняется) изображается вертикальной прямой. Количество тепла, которое потребуются для нагревания воздуха, определяется как разность энтальпий конечного и начального состояний.

Процесс охлаждения также изображается вертикальной прямой, при этом относительная влажность повышается, при определенной температуре, равной температуре точки росы, воздух становится насыщенным ( $\varphi=100\%$ ). При дальнейшем охлаждении воздуха будет происходить конденсация водяных паров из него и соответственно осушение воздуха (линия  $\varphi = 100 \%$ ).

Процесс сушки материала с помощью воздуха в идеальных условиях протекает при постоянной энтальпии, т.е. по линии  $h = \text{const}$ . Постоянство энтальпии связано с тем, что тепло, которое

расходуется на сушку, возвращается в воздух с водяным паром, который испаряется из материала.

По  $h$ -диаграмме хорошо рассчитывается процесс увлажнения воздуха, смешивания; легко определяется температура точки росы.

### **1.3.4 Вопросы для самоконтроля**

- 1 Что характеризует коэффициент сжимаемости газов?
- 2 Какие уравнения описывают свойства реальных газов?
- 3 Охарактеризовать процессы парообразования, испарения и кипения. Чем они отличаются?
- 4 Что такое насыщенный водяной пар?
- 5 Что характеризует степень сухости водяного пара?
- 6 Перечислить методы расчета свойств водяного пара.
- 7 Охарактеризовать основные линии и области на  $P$ - $v$ - и  $T$ - $S$ -диаграммах водяного пара.
- 8 В чем заключается основное преимущество  $h$ - $S$ -диаграммы водяного пара?
- 9 Перечислить основные характеристики влажного воздуха.
- 10 Какие особенности имеет  $h$ - $d$ -диаграмма влажного воздуха? Ее практическое применение.

## **1.4 Второй закон термодинамики**

### **1.4.1 Сущность 2-го закона термодинамики**

Первый закон термодинамики устанавливает:

- эквивалентность взаимных превращений тепла и работы и, следовательно, количественные отношения между ними;
- постоянство энергии изолированной термодинамической системы;



- взаимную связь между теплом, внутренней энергией системы и работой изменения объема, совершаемой ею или совершаемой над нею окружающей средой.

Этих закономерностей недостаточно для того, чтобы на их основе можно было решить целый ряд практически важных вопросов, таких, как условия возникновения процессов, направление и границы их развития, условия превращения тепловой энергии в механическую.

Наблюдения за явлениями природы показывают:

- самопроизвольные процессы возможны лишь при отсутствии равновесия между термодинамической системой и окружающей средой;

- процессы характеризуются всегда односторонним протеканием от более высокого потенциала к более низкому (от более высокой температуры к более низкой или от более высокого давления до низкого);

- при протекании процессов термодинамическая система стремится прийти в равновесие с окружающей средой, характеризуемое равенством температуры и давления системы и окружающей среды.

Односторонность протекания термодинамических процессов и отличие тепловой энергии от других видов энергии направленного движения (механической, электрической и др.) находят свое отражение в особенностях взаимного превращения тепла и работы. Если работа полностью может быть превращена в тепловую энергию (например, при торможении вращающего вала ленточным тормозом вся механическая энергия вращения вала превращается в тепло), то при обратном превращении в работу можно превратить лишь часть тепловой энергии, теряя безвозвратно всю другую часть.

Из наблюдений за явлениями природы следует также, что для протекания процесса в направлении, обратном самопроизвольному процессу, необходимо затратить энергию, заимствованную у внешней среды.

Вышеизложенные положения показывают **сущность 2-го закона термодинамики**. Впервые общую формулировку 2-го закона дал Клаузиус (1891 г.): «Теплота не может переходить от холодного тела к более нагретому сама собой даровым процессом». Позже им же была дана другая формулировка: «Теплота, получаемая теплоприемником, не вся может быть превращена в работу, а только ее часть». Тепловой двигатель без холодного источника теплоты, т.е. двигатель, полностью превращающий в работу всю теплоту, полученную от горячего источника, называется вечным двигателем второго рода. Второй закон термодинамики можно сформулировать в следующем виде: «Вечный двигатель второго рода невозможен».

#### **1.4 2 Круговые термодинамические процессы**

Рассмотрим сущность 2-го закона термодинамики на примере теплового двигателя. Все тепловые двигатели должны иметь горячий источник теплоты, рабочее тело, совершающее замкнутый круговой процесс, и холодный источник теплоты. Горячими источниками служат химические реакции сжигания топлива или внутриядерные реакции; в качестве холодного источника используется окружающая среда - атмосфера. В качестве рабочих тел применяются газы или пары.

Работа двигателя осуществляется следующим образом. При расширении рабочее тело совершает работу. В непрерывно действующей тепловой машине этот процесс должен повторяться

многократно. Для этого нужно уметь возвращать рабочее тело в исходное состояние, т.е. выполнять круговой термодинамический процесс или цикл.

Рассмотрим **круговой** термодинамический процесс с помощью PV-диаграммы (рис. 1.11).

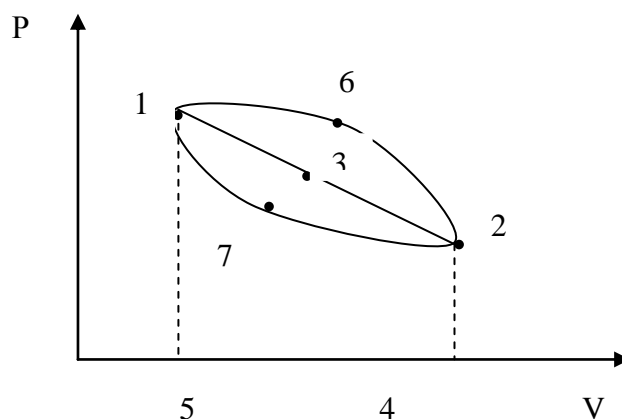


Рисунок 1.11 – Термодинамические циклы

При подведении теплоты рабочее тело, расширяясь по линии 132, совершает работу, равную площади 132451 ( $l_1 = \text{пл.}132451$ ). Вернуть рабочее тело в исходную точку можно тремя путями:

- Процесс сжатия происходит по линии 231. В этом случае работа сжатия равна работе расширения ( $l_2 = l_1$ ), т.е. мы не получаем полезной работы, работа цикла равна нулю.
- Процесс сжатия происходит выше линии 12, через точку 6. В этом случае работа сжатия, равная площади 261542, больше работы расширения ( $l_2 > l_1$ ). Для выполнения такого цикла мы должны затратить дополнительную энергию. Циклы, в которых работа сжатия больше работы расширения, называют **обратными циклами**; по ним работают холодильные установки.
- Процесс сжатия происходит ниже линии 12, через точку 7. В этом случае работа сжатия, равная площади 271542, меньше работы расширения ( $l_2 < l_1$ ). При выполнении такого цикла мы получаем положительную работу, равную площади 13271. Циклы, в

которых работа расширения больше работы сжатия, называют **прямыми циклами**; по ним работают тепловые двигатели (ДВС, ГТУ и др.). Работа цикла  $I = I_1 - I_2$ .

Рассмотрим количественную оценку прямого обратимого цикла. При расширении газа к нему подводилось тепло  $q_1$ , а при сжатии газа часть тепла отводилась в окружающую среду  $q_2$ . При этом газ совершил полезную (положительную) работу –  $I = I_1 - I_2$ . Применим 1-й закон термодинамики к циклу:

$$\oint dq = \oint du + \oint dl. \quad (1.41)$$

Знак  $\oint$  означает интегрирование по замкнутому контуру 13261. Внутренняя энергия системы является функцией состояния. При возвращении системы в исходное состояние она также приобретает исходное состояние, поэтому  $\oint du = 0$ . Тогда уравнение (1.41) имеет следующий вид:

$$q = I,$$

где  $q = \oint dq$  представляет собой ту часть теплоты горячего источника, которая превращена в работу. Таким образом, можно записать:

$$I = I_1 - I_2 = q = q_1 - q_2. \quad (1.42)$$

Часть подведенной теплоты превращается в положительную работу, чем больше эта работа, тем эффективнее работает тепловой двигатель. Эффективность оценивают **термическим коэффициентом полезного действия** цикла ( $\eta_t$ ):

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (1.43)$$

Термический коэффициент полезного действия показывает отношение работы, производимой двигателем за цикл, к количеству теплоты, подведенной за этот цикл от горячего источника. Он

характеризует степень совершенства цикла теплового двигателя. Чем больше КПД, тем большая часть подведенной теплоты превращается в работу.

Термический КПД прямого обратимого цикла всегда меньше 1. Это говорит о том, что не всю теплоту можно превратить в работу без отвода части теплоты в окружающую среду.

### 1.4.3 Прямой обратимый цикл Карно

Карно в 1824 г. рассмотрел тепловой **цикл идеальной тепловой машины**. Этот цикл теоретический, протекает при следующих допущениях:

- процессы расширения и сжатия протекают в две стадии: на 1-й стадии они проходят изотермично, на второй – адиабатно;
- цилиндр паровой машины считается абсолютно теплопроводным в изотермическом процессе и абсолютно нетеплопроводным в адиабатном процессе.

Рассмотрим цикл Карно на  $PV$ - диаграмме (рис. 1.12).

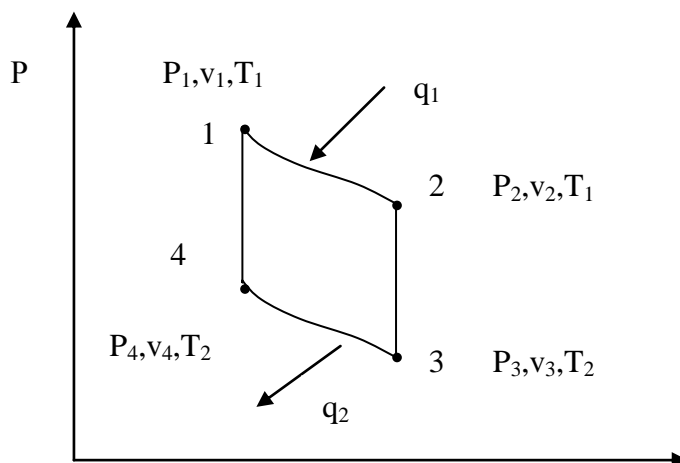
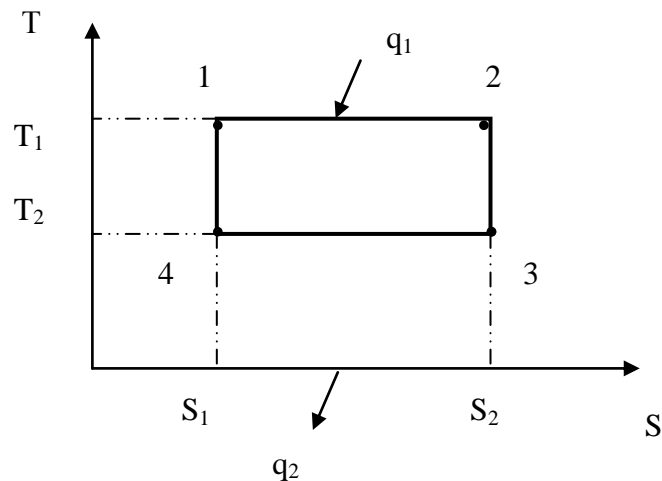


Рисунок 1.12 – Прямой обратимый цикл Карно в  $PV$ -координатах

Начальное состояние газа характеризуется параметрами  $P_1, V_1, T_1$  (точка 1). 1-я стадия расширения – изотермический процесс (линия 12 – равнобокая гипербола). К газу подводится теплота  $q_1$ . На этом этапе цилиндр считается абсолютно теплопроводным. В

точке 2 состояние газа оценивается параметрами  $P_2, V_2, T_1$ . 2-я стадия расширения – адиабатный процесс – линия 23 – неравнобокая гипербола. Газ расширяется без теплообмена с внешней средой. Цилиндр считается абсолютно нетеплопроводным. В точке 3 состояние газа оценивается параметрами  $P_3, V_3, T_2$ . 1-я стадия сжатия – изотермический процесс – линия 34 – равнобокая гипербола. Сжатие газа осуществляется с отводом теплоты  $q_2$  в окружающую среду. В точке 4 параметры газа  $P_4, V_4, T_2$ . 2-я стадия сжатия – адиабатный процесс – линия 41 – неравнобокая гипербола.

Цикл Карно можно рассмотреть в TS – координатах (рис. 1.13).



12 – изотермическое расширение; 23 – адиабатное расширение;  
34 – изотермическое сжатие; 41 – адиабатное сжатие

Рисунок 1.13 – Прямой обратимый цикл Карно в TS-координатах

Теплота процесса эквивалентна площади под линией процесса на TS-диаграмме (см. рис.1.13):

$$q_1 = T_1(S_2 - S_1) \quad , \quad q_2 = T_2(S_2 - S_1) .$$

Подставим полученные выражения в уравнение для  $\eta_t$  (уравнение 1.43):

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2(S_2 - S_1)}{T_1(S_2 - S_1)}; \quad \eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (1.44)$$

Рассмотренный цикл Карно позволяет при определении термического КПД перейти от теплоты, которую достаточно трудно измерить, до абсолютной температуры, которую легко определить.

Анализ уравнения (1.44) показывает:

- термический КПД всегда меньше 1, равенство могло бы быть при  $T_2=0$  или  $T_1=\infty$ , что в земных условиях невозможно;
- термический КПД будет равен нулю при  $T_2=T_1$ , т.е. при тепловом равновесии, при котором невозможно превратить теплоту в работу;
- для повышения термического КПД теплового двигателя необходимо повышать температуру рабочего тела при его расширении и понижать ее при сжатии.

Термический КПД цикла Карно имеет наибольшее значение по сравнению с КПД любого цикла, осуществляемого в одном и том же интервале температур. Поэтому такое сравнение позволяет делать заключение о степени совершенствования использования теплоты в машине. В реальных двигателях цикл Карно неосуществим вследствие практических трудностей. Однако теоретическое и практическое значение цикла Карно весьма велико.

#### 1.4.4 Математическое выражение второго закона термодинамики

Сравним выражение для термического КПД в двух формах – через теплоту и через температуру (для произвольной массы газа). Из сравнения уравнений (1.43) и (1.44) получим:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad \text{или} \quad \frac{Q_2}{T_2} = \frac{Q_1}{T_1}, \quad \text{или} \quad -\frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_1}{T_1} = 0.$$

Принято считать подводимую теплоту ( $Q_1$ ) положительной, а отводимую ( $Q_2$ ) – отрицательной, тогда

$$\frac{Q_1}{T_1} - (-\frac{Q_2}{T_2}) = 0; \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0,$$

или в общем виде

$$\sum \frac{Q}{T} = 0. \quad (1.45)$$

Алгебраическая сумма приведенных теплот для обратимого цикла Карно равна нулю.

В произвольном обратимом цикле можно выделить элементарные циклы Карно. Для каждого элементарного цикла Карно можно записать:

$$\sum \frac{dQ}{T} = 0.$$

тогда для всего произвольного цикла (после интегрирования по замкнутому контуру):

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (1.46)$$

Таким образом, алгебраическая сумма приведенных теплот для любого обратимого цикла равна нулю. Уравнение (1.46), выведенное Клаузиусом в 1854г., представляет собой математическое выражение 2-го закона термодинамики для произвольного обратимого цикла и называется **первым интегралом Клаузиуса**.

Для необратимых циклов, что характерно для реальных тепловых двигателей, термический КПД будет меньше, чем для обратимого цикла:

$$\eta_{t \text{ необр}} < \eta_{t \text{ обр}}.$$



Это происходит вследствие протекания трения, диффузии и других односторонне направленных процессов. В этом случае можно записать с учетом уравнений (1.43) и (1.44) :

$$\frac{T_2}{T_1} < \frac{Q_2}{Q_1}, \text{ или } \frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2}, \text{ или } \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} < 0; \quad \frac{Q_1}{T_1} - \left(-\frac{Q_2}{T_2}\right) < 0.$$

В общем случае можно записать:

$$\sum \frac{Q}{T} < 0 \quad (1.47)$$

Алгебраическая сумма приведенных теплот для необратимого цикла Карно меньше нуля.

Для произвольного необратимого цикла, составленного из бесконечно большого количества необратимых элементарных циклов, после интегрирования по замкнутому контуру получим:

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0. \quad (1.48)$$

Неравенство (1.48) представляет собой математическое выражение 2-го закона термодинамики для произвольного необратимого цикла и называется **вторым интегралом Клаузиуса**.

Объединяя обе формулы (1.46) и (1.48), можно математическое выражение 2-го закона термодинамики представить одним уравнением:

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (1.49)$$

Знак равенства относится к обратимым, а знак неравенства – к необратимым циклам. Выражение (1.49) называют **объединенным интегралом Клаузиуса**.

В конце XIX века ряд ученых доказал, что 2-й закон термодинамики не является абсолютным законом природы, имеет значение для макропроцессов и неприменим для микросистем.

Больцман указал на относительный характер 2-го закона термодинамики: всякое изменение состояния системы происходит самопроизвольно только в том направлении, при котором может иметь место переход частей системы от менее вероятного к более вероятному распределению. Самопроизвольные процессы всегда сопровождаются увеличением энтропии.

### **1.4.5 Вопросы для самоконтроля**

- 1 Сформулировать сущность 2-го закона термодинамики.
- 2 Что характеризует термический коэффициент полезного действия цикла?
- 3 Сформулировать сущность объединенного интеграла Клаузиуса.
- 4 В чем заключается практическое и теоретическое значение цикла Карно?

## **1.5 Истечение паров и газов**

### **1.5.1 Основное уравнение вытекания паров и газов**

В технике часто приходится иметь дело с процессами истечения, характеризуемыми большой кинетической энергией рабочего тела, которая используется в разного рода машинах и устройствах (паровые и газовые турбины, эжектора, реактивные двигатели, ракеты и др.). Для расчета этих машин и устройств необходимо знать закономерности процесса истечения рабочего тела и изменения его параметров.

Для получения потоков с большой кинетической энергией используются короткие каналы переменного сечения – **насадки**.

По **принципу работы** насадки делятся:

- равномерно сужающиеся к выходу – конфузор или сопло;
- равномерно расширяющиеся к выходу – диффузор;
- насадки конфузорно-диффузорного типа, состоящие из 2 частей: равномерно сужающейся и равномерно расширяющейся; переход из одной части в другую осуществляется через минимальный диаметр ( $d_{\min}$ ); такой канал получил название реактивное сопло Лавала.

Рассмотрим течение потока газа массой 1 кг. Через насадку переменного сечения (рис.1.14). На входе поток имеет параметры  $P_1$ ,  $\omega_1$ ; на выходе -  $P_2$ ,  $\omega_2$ . Запишем уравнение 1-го закона термодинамики для потока газа:

$$q = h_2 - h_1 + l_T + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}.$$

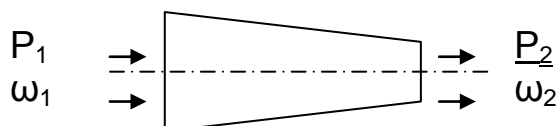


Рисунок 1.14 – Насадка переменного сечения

Для неподвижных насадок техническая работа равна нулю. Процесс истечения протекает очень быстро, поэтому можно считать, что теплообмен с окружающей средой отсутствует. Тогда можно записать:

$$h_2 - h_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = 0. \quad (1.50)$$

Из уравнения (1.50) легко определить скорость потока на выходе из насадки:

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2 + w_1^2)} . \quad (1.51)$$

Если скорость на входе ( $w_1$ ) несравненно меньше скорости на выходе сопла ( $w_2$ ), величиной  $w_1$  можно пренебречь. Тогда получим:

$$w_2 = 1.41\sqrt{h_1 - h_2} . \quad (1.52)$$

Таким образом, для определения скорости истечения необходимо знать изменение энтальпии, которое зависит от разницы давлений газа. Изменение энтальпии легко определить по  $h$ - $s$ -диаграмме (рис. 1.15). Процесс истечения - адиабатный процесс, на  $hS$ -диаграмме он изображается вертикальной прямой – линия 13. Это характерно для идеальных процессов и в этом случае изменение энтальпии равно  $\Delta h_t$ .

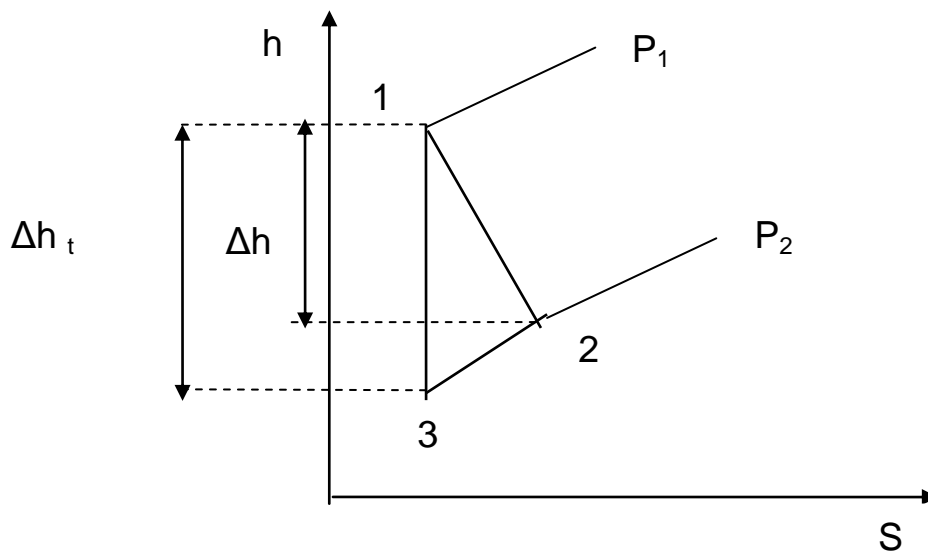


Рисунок 1.15 – Процессы обратимого и необратимого расширения газа в сопле

В реальных процессах из-за наличия сил трения выделяется тепло и энтропия газа увеличивается, поэтому процесс изображается линией 12. Изменение энтальпии равно  $\Delta h$ . Из

диаграммы видно (см. рис. 1.15), что  $\Delta h < \Delta h_t$ , т.е. реальные процессы истечения характеризуются меньшей скоростью истечения, что учитывается коэффициентом  $\psi$ .

$$w_2 = 1.41\psi\sqrt{h_1 - h_2} \quad (1.53)$$

Коэффициент  $\psi$  всегда меньше 1, его называют скоростной коэффициент сопла. Современная техника позволяет создать хорошо спроектированные и обработанные сопла, у которых  $\psi = 0,95 - 0,98$ .

Согласно закону сохранения массы расход газа на входе и выходе сопла будет одинаковым, т.е. можно записать:

$$\rho w_1 f_1 = \rho w_2 f_2, \quad (1.54)$$

где  $f$  – площадь поперечного сечения,  $m^2$ ;

$\rho$  – плотность газа,  $kg/m^3$ .

Из уравнения (1.54) можно записать:

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{w_1}{w_2} \quad (1.55)$$

Скорость истечения газа обратно пропорциональна площади **поперечного сечения канала**. Если канал сужается (конфузор, сопло), то скорость будет увеличиваться; если канал расширяется (диффузор), то скорость будет уменьшаться.

Рассмотрим зависимость статического давления газа от скорости. Для этого запишем 1-й закон термодинамики в дифференциальном виде для общего случая и для потока газа:

$$dq = dh - v dp \quad \text{и} \quad dq = dh + dl_r + w dw.$$

Для неподвижных насадок техническая работа равна нулю. Левые части рассматриваемых уравнений равны, значит, можно записать:

$$w dw = - v dp. \quad (1.56)$$

Из уравнения 1.56 видно, что скорость и **статическое давление** имеют разные знаки, т.е. с ростом скорости газа давление будет уменьшаться. Этот принцип используется в эжекторах, инжекторах,

эрлифтах, т.е. установках, которые перемещают газ или жидкость с помощью потока сжатого газа.

### 1.5.2 Влияние профиля канала на скорость истечения

Исследования показали, что форма поперечного сечения канала практически не влияет на скорость истечения. Основную роль играет профиль канала, т.е. **изменение сечения вдоль потока**. Поэтому для получения определенной скорости истечения требуется выбрать соответствующий профиль канала.

Для получения скорости истечения газа, меньшей скорости звука в данной среде, используют **равномерно сужающуюся насадку**.

Для получения скорости истечения газа, равной скорости звука в данной среде, используют насадку, состоящую из равномерно сужающейся части и цилиндрической части (рис. 1.16).

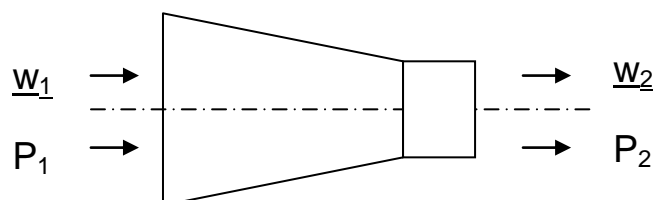


Рисунок 1.16 – Насадка для получения скорости истечения, равной скорости звука

Для каждого газа в зависимости от его состава давление, при котором достигается скорость звука, ( $P_{кр}$ ) будет разным. Для определения  $P_{кр}$  используют уравнение

$$\frac{P_{кр}}{P_1} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}, \quad (1.57)$$

где  $\kappa$  – показатель адиабаты.

Из уравнения (1.57) видно, что отношение критического давления к давлению перед насадкой ( $\beta_{кр}$ ) есть величина постоянная, зависящая только от показателя адиабаты:

- для одноатомного газа ( $\kappa = 1.66$ ) -  $\beta_{кр} = 0.49$ ;
- для двухатомных ( $\kappa = 1.4$ ) -  $\beta_{кр} = 0.528$ ;
- для 3-х и многоатомных и перегретого пара ( $\kappa=1.3$ ) -  $\beta_{кр} = 0.546$ .

Для получения скорости газа, большей скорости звука, используют комбинированную насадку, которая состоит из относительно короткой части с равномерным сужением и длинной расширяющейся части (**реактивное сопло Лавала**) – рис.1.17..

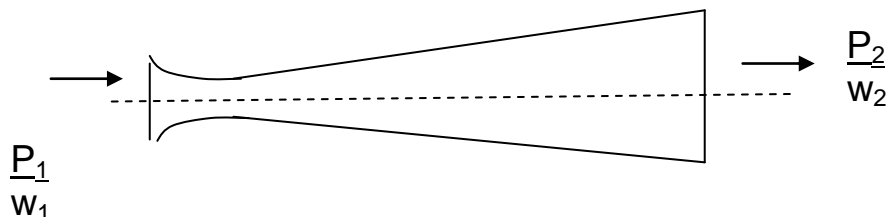


Рисунок 1.17 – Реактивное сопло Лавала

Такое сопло впервые было применено шведским инженером Лавалем в 80-х годах прошлого столетия для получения сверхзвуковых скоростей пара. Сейчас сопло Лавала применяют в реактивных двигателях самолетов и ракет.

Форма насадки выбирается в зависимости от давления на выходе сопла. Находят величину  $\beta$ , равную отношению давления

газа на выходе из канала к давлению на входе, и сравнивают ее с величиной  $\beta_{кр}$  [уравнение (1.57)]:

- если  $\beta > \beta_{кр}$ , то скорость истечения будет меньше скорости звука и выбираем сопло равномерно суживающееся (см. рис.1.14);
- если  $\beta = \beta_{кр}$ , то скорость истечения будет равна скорости звука, выбираем сопло, состоящее из равномерно суживающейся части и части с постоянным сечением (см. рис. 1.16);
- если  $\beta < \beta_{кр}$ , то скорость истечения будет больше скорости звука и необходимо использовать сопло Лаваля (см. рис. 1.17).

Расчет насадки сводится к определению скорости газа на выходе, минимальных площади сечения и диаметра канала.

### 1.5.3 Дросселирование газов и паров

Под процессом дросселирования газа понимают необратимый процесс изменения его состояния, вызванного местным сужением сечения по пути движения газа (заслонка, задвижка, вентиль, диафрагма, шайба и т.п.). При прохождении через сужение скорость газа, как и при истечении, увеличивается, а давление его падает. При этом давление после препятствия всегда оказывается меньшим, чем перед ним. Этот процесс уменьшения давления, в итоге которого нет ни увеличения кинетической энергии, ни совершения технической работы, называется **дросселированием**.

Рассмотрим движение потока при сужении сечения, например трубопровод с шайбой (перегородка с отверстием) на рис. 1.18.



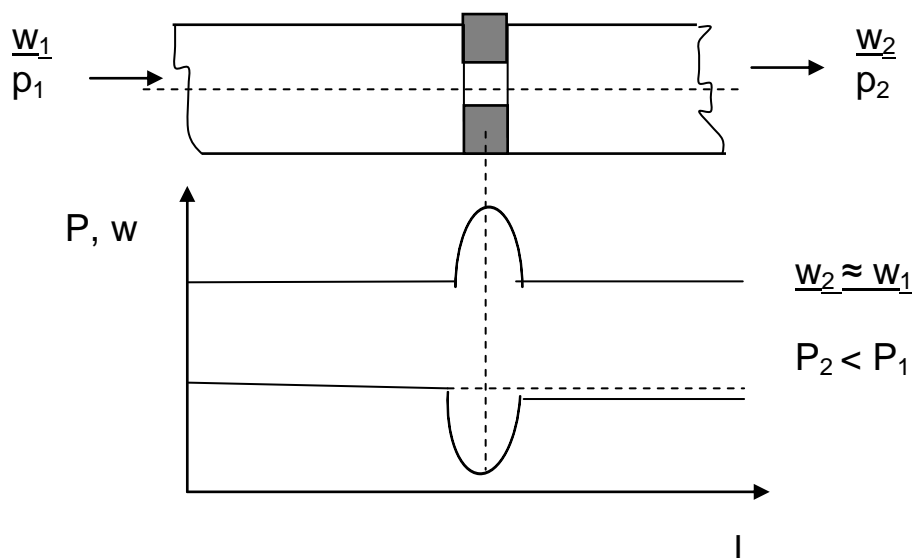


Рисунок 1.18 – Дросселирование рабочего тела

В месте сужения скорость газа увеличивается, а после сужения уменьшается и достигает приблизительно начальной величины, если размер канала остается постоянным. Давление газа при сужении уменьшается, а после – увеличивается, но остается меньше начального. Это связано с тем, что часть энергии затрачивается на преодоление сопротивления при проходе через суженное сечение.

Запишем 1-й закон термодинамики для потока газа:

$$q = h_2 - h_1 + l_T + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}.$$

В месте сужения канала теплота извне не подводится ( $q=0$ ); техническая работа при дросселировании не совершается ( $l_T=0$ ). Если размер канала постоянный, то скорость потока не изменяется. Тогда получаем:

$$h_2 = h_1.$$

Исходя из выражения для изменения энтальпии (1.15), получим:

$$h_2 - h_1 = \overline{C_p} (t_2 - t_1) = 0 \quad \text{или} \quad t_2 = t_1.$$

Таким образом, при дросселировании идеальных газов **энтальпия и температура** газа **не изменяются**. Не следует делать вывод, что дросселирование газа протекает при неизменной его энтальпии. Надо понимать так, что лишь при завершении процесса дросселирования и стабилизации состояния газа (т.е. выравнивании потока) его энтальпия оказывается такой же, что и до начала процесса.

При дросселировании реальных газов, как установлено исследователями, температура газа изменяется. В реальных газах из-за наличия сил притяжения между молекулами на расширение газа за сужением должна затрачиваться какая-то энергия. К месту дросселирования извне не подводится ни теплота, ни работа, поэтому расширение происходит за счет внутренней энергии газа. Это приводит к уменьшению температуры потока. Изменение температуры при дросселировании называется **эффектом Джоуля-Томсона**. Для идеальных газов эффект Джоуля-Томсона равен нулю, для реальных газов он может быть положительным или отрицательным. Этот эффект широко используется для получения низких температур, например, в бытовом холодильнике.

Дросселирование является типичным **необратимым процессом**, в результате которого энтропия рабочего тела возрастает без подвода теплоты. Как и всякий необратимый процесс, дросселирование приводит к потере работы. Покажем это на примере водяного пара на  $hS$ -диаграмме (рис.1.19). На диаграмме изображены три изобары, причем  $P_1 > P_2 > P_3$ . Точка 1

характеризует перегретый пар. Направим этот пар на лопатки паровой турбины, где он будет расширяться до давления  $P_3$ . Процесс расширения адиабатный, изображается

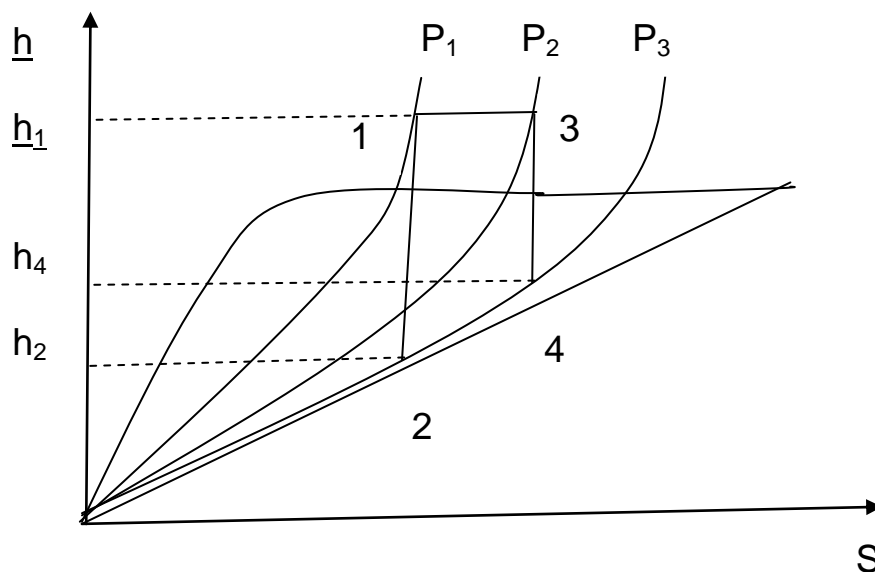


Рисунок 1.19 – Дросселирование водяного пара

вертикальной прямой 12. При этом пар выполняет работу  $l_{12} = h_1 - h_2$ . Если сначала провести процесс дросселирования до давления  $P_2$  (процесс изображается горизонтальной прямой 13), а затем пар направить на лопатки турбины (линия 34), то работа, которую пар при этом выполнит, равна  $l_{34} = h_1 - h_4$ . По диаграмме четко видно, что во втором случае мы получаем меньшее количество работы. Таким образом, при дросселировании газов и паров мы теряем часть полезной энергии.

Дросселирование используют для регулирования (уменьшения) мощности тепловых двигателей. Такое регулирование, конечно, не экономично, т.к. часть работы безвозвратно теряется, но вследствие своей простоты оно применяется довольно широко.

### **1.5.4 Вопросы для самоконтроля**

- 1 Какие типы насадок применяют для получения потоков газа с большой кинетической энергией?
- 2 Чем определяется величина скорости, полученной на выходе из насадки?
- 3 Каким образом связаны величины скорости газа и площади сечения канала?
- 4 Как связаны между собой скорость потока газа и его статическое давление?
- 5 Какое влияние оказывает на скорость газа профиль канала? На чем основан выбор профиля канала?
- 6 Какой процесс называют дросселированием? Перечислить его основные особенности.
- 7 Доказать, что процесс дросселирования всегда приводит к потере полезной работы.

## **2 Теплопередача**

### **2.1 Теплопроводность**

#### **2.1.1 Основные положения теплопроводности**

Согласно 2-му закону термодинамики самопроизвольный процесс переноса теплоты в пространстве возникает под действием разности температур и направлен в сторону уменьшения температуры. Закономерности переноса теплоты и количественные характеристики этого процесса являются предметом исследования теории теплообмена (теплопередачи). Теплопередача

рассматривает процессы переноса теплоты в твердых, жидких и газообразных телах. Известно 3 способа переноса теплоты: теплопроводностью; конвекцией; излучением.

Во всех веществах теплота передается теплопроводностью за счет переноса энергии микрочастицами. **Теплопроводность** – это процесс распространения теплоты между соприкасающимися телами или частями одного тела с различной температурой. Для осуществления теплопроводности необходимы два условия: контакт и разница температур.

Под **конвекцией** тепла понимают процесс передачи его из одной части пространства в другую перемещающимися микроскопическими объектами жидкости или газа. Тепло передается не только в результате перемещения потоков жидкости или газа, но и в результате обмена энергией между частицами (при контакте), т.е. теплопроводностью. Совокупность 2 процессов (конвекции и теплопроводности) называют **конвективным теплообменом**. В зависимости от причины, вызывающей движение, конвективный теплообмен может быть:

- естественным (свободным);
- вынужденным.

Естественная конвекция вызывается разностью удельных весов неравномерно нагретой среды, осуществляется за счет действия сил тяжести (нагретые частицы вытесняются холодными вверх).

Вынужденный теплообмен осуществляется за счет перемещения жидкости или газа механическими устройствами (вентиляторы, насосы, компрессор, мешалка и др.).

Третий метод передачи теплоты – **излучение**. Тепловое излучение представляет собой процесс превращения тепла в

лучистую энергию и передачи ее в окружающее пространство. Передается во всех лучепрозрачных средах, в том числе и в вакууме. Теплообмен осуществляется за счет распространения электромагнитных волн. Носителями энергии являются фотоны, излучаемые или поглощаемые телами, участвующими в теплообмене.

Часто перенос теплоты осуществляется одновременно различными способами – случай **сложного теплообмена**. Например, конвективная теплоотдача от газа к стенке практически всегда сопровождается параллельным переносом теплоты излучением.

Сначала мы рассмотрим элементарные процессы теплообмена теплопроводностью, конвекцией и излучением, а затем - совместные процессы теплопередачи всеми видами теплообмена. Такое последовательное рассмотрение вопросов целесообразно и значительно упрощает изучение теории.

Рассмотрим процесс **теплопроводности**.

Перенос теплоты теплопроводностью зависит от распределения температуры по объему тела. В общем виде температура зависит:

$$t = f(x, y, z, \tau),$$

где  $x, y, z$  – координаты точки,

$\tau$  – время.

Совокупность значений температуры во всех точках тела в данный момент времени называется **температурным полем**. Очень часто температура изменяется только по одной или двум пространственным координатам, соответственно, температурное поле будет одно- или двумерным. Кроме того, различают стационарное температурное поле, когда температура во всех

точках тела не меняется с течением времени, и нестационарное поле.

Поверхность, во всех точках которой температура одинакова, называется **изотермической**. Быстрее всего температура изменяется при движении в направлении, перпендикулярном изотермической поверхности. Рассмотрим две изотермические поверхности с разной температурой (рис.2.1).

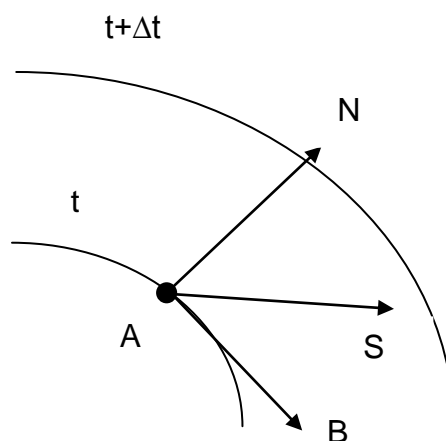


Рисунок 2.1 – Изменение температуры относительно изотермических поверхностей

Возьмем точку  $A$  на нижней поверхности и рассмотрим, как будет изменяться температура при перемещении. В направлении  $AB$  температура постоянная, в направлениях  $AS$  и  $AN$  температура изменяется, при этом в направлении, перпендикулярном изотермической поверхности, ( $AN$ ) изменение температуры будет наибольшим. Таким образом, наибольшее изменение температуры происходит по нормали к изотермической поверхности.

**Градиент температуры** – это векторная величина, направленная по нормали к изотермической поверхности в сторону увеличения температуры и численно равная производной от температуры по этому направлению. То есть градиент показывает, как увеличивается температура относительно расстояния. Это важная величина, определяющая многие физические процессы,  $^{\circ}\text{C}/\text{м}$ :

$$\text{grad } t = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{\partial t}{\partial n}.$$

Количество теплоты ( $Q$ ), проходящее в единицу времени через изотермическую поверхность ( $F$ ), называют **тепловым потоком**, обозначают  $Q^*$ , единицы измерения – ватт. Тепловой поток, приходящийся на  $1\text{ м}^2$  поверхности, называют удельным тепловым потоком (**плотностью теплового потока** или тепловой нагрузкой поверхности нагрева), обозначают  $q$ , единицы измерения – ватт на квадратный метр:

$$Q^* = \frac{Q}{\tau}; \quad q = \frac{Q}{\tau F} = \frac{Q^*}{F}.$$

Тепловой поток и плотность теплового потока являются векторами, направленными по нормали к изотермической поверхности, причем за положительное направление принимается направление в сторону уменьшения температуры. Направления векторов теплового потока и градиента температур противоположны.

Основной закон теплопроводности формулируется следующим образом: плотность теплового потока пропорциональна градиенту температуры (закон Фурье):

$$\mathbf{q} = -\lambda \text{ grad } t, \quad (2.1)$$

где  $\lambda$  - коэффициент пропорциональности, Вт/(м К).



Знак минус указывают на то, что тепло распространяется в сторону падения температуры и, следовательно, приращение температуры в этом направлении имеет отрицательное значение.

Общее количество тепла, переданное теплопроводностью через стенку поверхностью  $f$  за время  $\tau$ , составит

$$Q=q F \tau. \quad (2.2)$$

Коэффициент пропорциональности  $\lambda$  называют **коэффициентом теплопроводности**. Он характеризует способность материала проводить тепло. Значение коэффициентов приводится в справочниках теплофизических свойств веществ.

Коэффициент теплопроводности показывает количество теплоты, которое проходит через единицу изотермической поверхности за единицу времени, если градиент температуры равен единице.

Величина коэффициента теплопроводности  $\lambda$  зависит от природы тел и от их температуры. Для большинства материалов эта зависимость линейная:

$$\lambda_t = \lambda_0 (1 + b t),$$

где  $\lambda_0, \lambda_t$  – значение коэффициента теплопроводности соответственно при  $0^\circ\text{C}$  и при данной температуре  $t$ , Вт/(м К);

$b$  – константа, определяемая экспериментально.

Наихудшими проводниками тепла являются газы (носитель – хаотически движущиеся молекулы), для которых  $\lambda = 0,006 - 0,6$  Вт/(м К). В металлах теплопроводность обеспечивается за счет

теплового движения электронов. Величина  $\lambda$  для чистых металлов колеблется от 12 до 420 Вт/(м К). Примеси к металлам вызывают значительное уменьшение теплопроводности. Пористые материалы, плохо проводящие тепло, называют теплоизоляционными (шлаковата, минеральная шерсть, асбест, диатомит и др.). Значение  $\lambda$  для них находится в пределах от 0,02 до 0,23 Вт/(м К). Чем более порист материал (больше содержится пузырьков нетеплопроводного воздуха; меньше плотность), тем менее он теплопроводен.

### 2.1.2 Дифференциальное уравнение теплопроводности

Это уравнение устанавливает зависимость изменения температуры тела во времени от свойств материала и координат точки. Уравнение можно вывести на основе закона сохранения энергии при рассмотрении изменения температуры в любой точке нагреваемого однородного и изотропного (свойства одинаковы по всем направлениям) тела в зависимости от времени. Уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (2.3)$$

где  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности, Вт/(м К);

$\rho$  - плотность материала, кг/м<sup>3</sup>;

$c$  - теплоемкость материала, Дж/(кг К).

Это уравнение называют дифференциальным уравнением теплопроводности Фурье. Наиболее просто это уравнение выглядит для случая распространения тепла для плоской стенки (пластины

неограниченного размера), когда тепло распространяется только в направлении оси  $x$  и когда отсутствуют внутренние источники тепла:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2},$$

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

Чем больше **коэффициент температуропроводности**, тем пропорционально быстрее распространяется температура в теле, т.е. оно быстрее нагревается или охлаждается. Газы имеют малую, а металлы большую температуропроводность.

Дифференциальное уравнение теплопроводности позволяет решать многие практические задачи, однако решения получаются не всегда простыми.

### 2.1.3 Условия однозначности

Уравнение Фурье описывает явление в самом общем виде, т.е. описывает класс явлений теплопроводности. Для рассмотрения конкретного процесса следует дать дополнительное математическое описание этого процесса, называемое **условиями однозначности** (единственности), которые включают в себя:

- геометрическую форму и размеры тела;
- начальные условия распределения температур в начальный момент времени ( $\tau = 0$ );
- граничные условия, характеризующие условия теплообмена между телом и окружающей средой;
- физические свойства тела и окружающей среды, определяемые физическими параметрами.

Совокупность начальных и граничных условий называют **краевыми условиями**.

Обычно начальные условия распределения температуры сказываются только в начальный период, по истечении некоторого времени наступает регулярный режим, при котором распределение температуры в теле определяется только граничными условиями и не зависит от начальных.

**Граничные условия** могут быть заданы тремя способами:

- граничные условия 1-го рода задаются распределением температуры на поверхности тела для любого момента времени;
- граничные условия 2-го рода задаются поверхностной плотностью теплового потока в каждой точке поверхности тела для любого момента времени;
- граничные условия 3-го рода задаются температурой среды, окружающей тело, и законом теплоотдачи между поверхностью тела и окружающей средой. Они задаются **уравнением Ньютона-Рихмана**:

$$q = \alpha (t_{cm} - t_{ж}) , \quad (2.4)$$

где  $q$  - плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;

$t_{cm}$  – температура поверхности тела (стенки), °С;

$t_{ж}$  – температура окружающей среды (жидкости), °С;

$\alpha$  - коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>К).

**Коэффициент теплоотдачи** характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Он численно равен количеству теплоты, отдаваемой (или воспринимаемой) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой в 1 °С.

Различают 2 **режима** распространения тепла в теле:

- установившийся (стационарный) режим – температурное поле тела не изменяется во времени;
- неустановившийся (нестационарный) режим – температурное поле изменяется во времени.

Рассмотрим конкретные случаи теплопроводности.

#### 2.1.4 Теплопроводность через плоскую стенку при стационарном режиме и граничных условиях 1-го рода

Рассмотрим (рис.2.2) однослойную плоскую стенку (длина и ширина бесконечно велики по сравнению с толщиной). Будем считать, что стенка имеет во всех своих частях одинаковую толщину  $\delta$ , причем температуры поверхностей  $t'_{ст}$  и  $t''_{ст}$  поддерживаются постоянными, т.е. эти поверхности являются изотермическими. Температура меняется только в направлении, перпендикулярном плоскости стенки, которое принимаем за ось  $x$ . Теплопроводность  $\lambda$  будем считать постоянной для всей стенки.

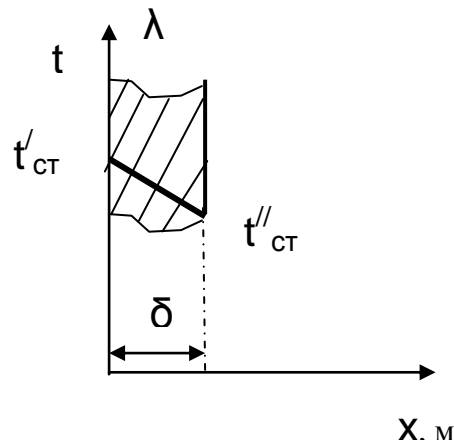


Рисунок 2.2 – Теплопроводность через плоскую стенку

Запишем дифференциальное уравнение Фурье (2.3) и проанализируем величины, входящие в него:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{\rho c} \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right).$$

Левая часть уравнения  $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$ , т.к. процесс стационарный. В правой части уравнения  $\frac{\lambda}{\rho c} \neq 0$ , следовательно, нулю равно выражение в скобках. Но при принятых условиях (температура изменяется только в направлении  $x$ ) первые и вторые производные от  $t$  по  $y$  и  $z$  также равны 0. Следовательно, мы можем записать:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0.$$

Интегрируя данное уравнение, находим:  $\frac{dt}{dx} = \text{const} = A$ .

После вторичного интегрирования получаем:  $t = Ax + B$ .

При постоянной теплопроводности это уравнение прямой линии. Следовательно, закон изменения температуры при прохождении теплоты через плоскую стенку будет **линейным**.

Найдем постоянные интегрирования  $A$  и  $B$ .

При  $x=0$   $t = t'_{cm} = B$ ; при  $x = \delta$   $t = t''_{cm} = A\delta + t'_{cm}$

Тогда  $A = (t''_{cm} - t'_{cm}) / \delta$ .

Таким образом мы нашли градиент температуры:  $\frac{dt}{dx} = A = \frac{t''_{cm} - t'_{cm}}{\delta}$ .

Согласно закону Фурье:

$$q = -\lambda \text{ grad } t = -\lambda \frac{dt}{dn} = -\lambda \frac{dt}{dx} = -\lambda \frac{t''_{cm} - t'_{cm}}{\delta} \quad \text{или} \quad q = \frac{\lambda}{\delta} (t'_{cm} - t''_{cm}). \quad (2.5)$$

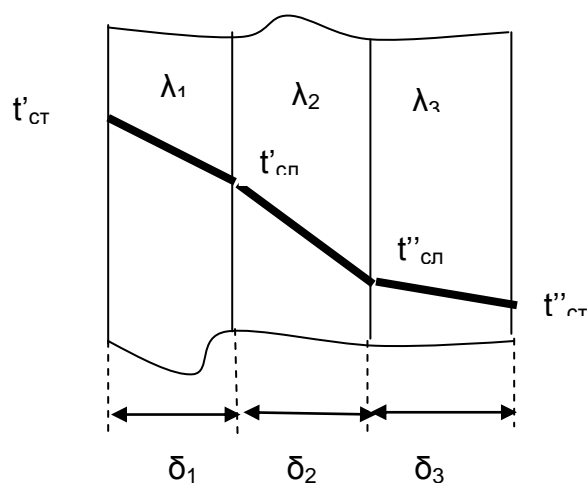
Зная плотность теплового потока, можно вычислить общее количество теплоты, которое передается через поверхность стенки  $f$  за время  $\tau$ :

(2.6)

Полученное уравнение справедливо для случая, когда теплопроводность - постоянная величина. В действительности  $\lambda = f(t)$ . В большинстве практических задач приближенно предполагается, что коэффициент  $\lambda$  не зависит от температуры и одинаков по всей толщине стенки. Значение  $\lambda$  находят в справочниках при температуре  $t = 0,5(t'_{cm} + t''_{cm})$ .

Отношение  $\lambda/\delta$  называют тепловой проводимостью стенки, а обратную величину  $\delta/\lambda$  - тепловым или **внутренним термическим сопротивлением** стенки и обозначают  $R_\lambda$ .

В тепловых аппаратах часто встречаются стенки, состоящие из нескольких плоских слоев различных материалов. Для получения уравнения для этого случая необходимо записать уравнение теплопроводности для каждого отдельного слоя и учесть, что тепловой поток, проходящий через любую изотермическую поверхность, один и тот же. Рассмотрим для случая 3-слойной стенки (рис. 2.3).



$\delta_1, \delta_2, \delta_3$  - толщина слоев;  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  - коэффициент теплопроводности слоев;  $t_{cm}'$ ,  $t_{cm}''$  - температуры наружных поверхностей стенки;

$t_{cl}', t_{cl}''$  - температуры между слоями

Рисунок 2.3 – Теплопроводность многослойной плоской стенки

Запишем тепловой поток для каждого слоя:

$$Q^* = \lambda_1 / \delta_1 F (t_{cm}' - t_{cl}''); \quad Q^* = \lambda_2 / \delta_2 F (t_{cl}' - t_{cl}''); \quad Q^* = \lambda_3 / \delta_3 F (t_{cl}'' - t_{cm}'').$$

Решим эти уравнения относительно разности температуры:

$$t_{cm}' - t_{cl}' = \frac{Q^* \delta_1}{\lambda_1 F}; \quad t_{cl}' - t_{cl}'' = \frac{Q^* \delta_2}{\lambda_2 F}; \quad t_{cl}'' - t_{cm}'' = \frac{Q^* \delta_3}{\lambda_3 F}.$$

Просуммируем эти три уравнения:

$$t_{cm}' - t_{cl}'' = \frac{Q^*}{F} \left( \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right).$$

Выразим из полученного уравнения тепловой поток:

$$Q^* = \frac{F \cdot (t_{cm}' - t_{cl}'')}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}. \quad (2.7)$$

Для любого числа слоев формула (2.7) имеет вид

$$Q^* = \frac{F (t_{cm}' - t_{cl}'')}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}. \quad (2.8)$$

Величину  $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$  называют полным внутренним термическим

сопротивлением многослойной стенки. Распределение температур в пределах каждого слоя линейное, однако в различных слоях



крутизна температурной зависимости различна (крутизна больше в слоях с меньшей теплопроводностью).

Рассчитав тепловой поток через многослойную стенку, можно определить падение температуры в каждом слое и найти температуру на границе всех слоев.

### 2.1.6 Теплопроводность через цилиндрическую стенку при стационарном режиме и граничных условиях 1-го рода

Очень часто теплоносители движутся по трубам и требуется рассчитать тепловой поток, передаваемый через цилиндрическую стенку трубы. Эта задача также одномерная, если ее рассматривать в цилиндрических координатах (рис. 2.4). Температура изменяется только вдоль радиуса (по координате  $r$ ), а по длине трубы и ее периметру остается неизменной. В этом случае  $\text{grad } t = dt / dr$ .

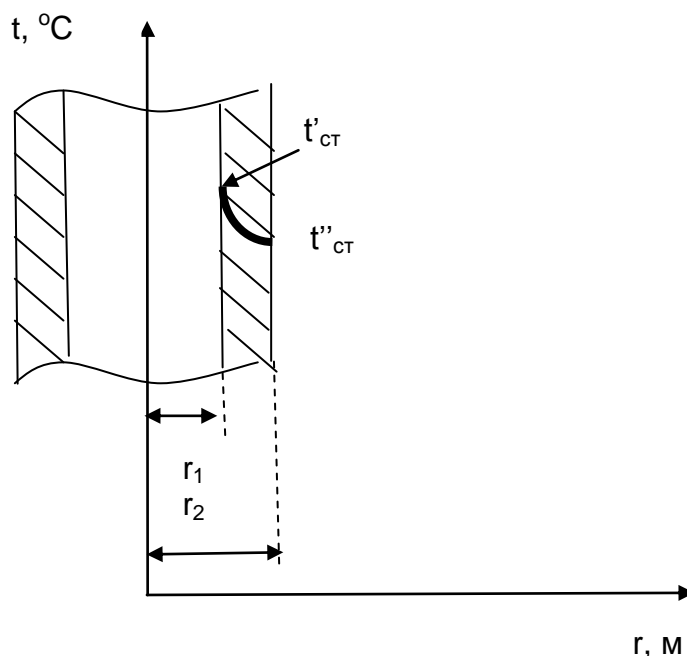


Рисунок 2.4 – Теплопроводность цилиндрической стенки

Запишем закон Фурье в общем виде (2.1) и подставим в него выражения для площади цилиндрической стенки ( $F = 2 \pi r l$ ) и градиента температуры ( $q_{\text{grad } t} = dt / dr$ ):

$$Q^* = -\lambda(2\pi r l) \frac{dt}{dr}.$$

Разделим переменные величины  $dt$  и  $dr$  и проинтегрируем обе части уравнения:

$$\int_{t_{cm}''}^{t_{cm}'} dt = - \int_{r_1}^{r_2} \frac{Q^*}{2\pi\lambda l} \frac{dr}{r}; \quad t_{cm}' - t_{cm}'' = - \frac{Q^*}{2\pi\lambda l} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (2.9)$$

Из уравнения (2.9) видно, что изменение температуры при прохождении теплоты через цилиндрическую стенку имеет логарифмический характер.

Умножим обе части уравнения (2.9) на (-1) и выразим тепловой поток:

$$Q^* = \frac{2\pi\lambda \cdot l (t_{cm}' - t_{cm}'')}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{2\pi\lambda \cdot l (t_{cm}' - t_{cm}'')}{\ln \frac{d_2}{d_1}}, \quad (2.10)$$

где  $d$  – диаметр трубы, м.

**Внутреннее термическое сопротивление** цилиндрической стенки рассчитывается по следующей формуле:

$$R_{\lambda} = \frac{1}{2\pi \cdot l \lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}.$$

Для многослойной цилиндрической стенки (например, теплоцентральной) уравнение для определения теплового потока будет иметь следующий вид:

$$Q^* = \frac{2\pi l(t_{cm}' - t_{cm}'')}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}$$

### 2.1.7 Теплопроводность при стационарном режиме и граничных условиях 3-го рода (теплопередача)

Граничные условия 3-го рода задаются температурами стенки и окружающей среды и условиями теплообмена - уравнение Ньютона – Рихмана (2.4).

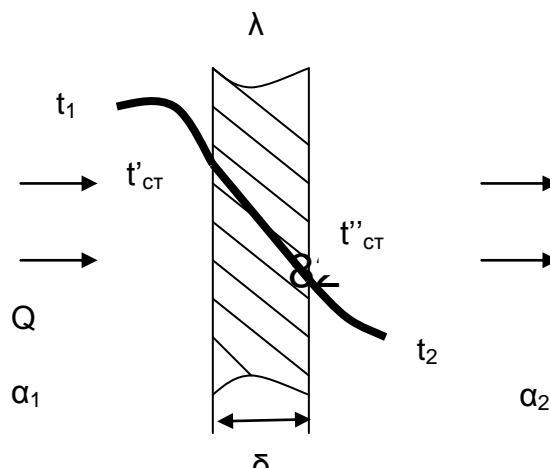
Процесс теплообмена между поверхностью твердого тела и жидкостью (газом) называют **теплоотдачей**.

Процесс переноса теплоты от одной подвижной среды (горячей) к другой (холодной) через разделяющую их стенку называется **теплопередачей**. Разделяющая стенка может служить проводником теплоты (в этом случае она изготавливается из материала с высоким коэффициентом теплопроводности  $\lambda$ ) и изолятором для уменьшения потерь теплоты (изготавливается из материала с хорошими изоляционными свойствами).

Теплопередача представляет собой сложный процесс. Рассмотрим наиболее простые случаи.

1-й случай - **теплопередача через плоскую стенку**. Примером является передача теплоты из помещения в окружающую среду.

Рассмотрим однослойную плоскую стенку (рис. 2.5).



## Рисунок 2.5 – Теплопередача через плоскую стенку

Процесс теплопередачи осуществляется в 3 этапа:

- теплоотдача от горячей среды ( $t_1$ ) к стенке – уравнение Ньютона-Рихмана:

$$Q^* = \alpha_1 F (t_1 - t_{cm}'),$$

где  $\alpha_1$  - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup> К);

- теплопроводность через плоскую стенку:

$$Q^* = \frac{\lambda}{\delta} F (t_{cm}' - t_{cm}'' );$$

- теплоотдача от внешней поверхности стенки к холодному теплоносителю – уравнение Ньютона-Рихмана:

$$Q^* = \alpha_2 F (t_{cm}'' - t_2).$$

Величины тепловых потоков во всех 3 уравнениях одинаковы, т.к. процесс стационарный – сколько тепла стенка воспринимает, столько же и отдает. Выразим из каждого уравнения разность температур:

$$t_1 - t_{cm}' = \frac{Q^*}{F} \cdot \frac{1}{\alpha_1}; \quad t_{cm}' - t_{cm}'' = \frac{Q^*}{F} \cdot \frac{\delta}{\lambda}; \quad t_{cm}'' - t_2 = \frac{Q^*}{F} \cdot \frac{1}{\alpha_2}.$$

Сложим левые и правые части и выразим тепловой поток:

$$Q^* = \frac{F(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (2.11)$$

Обозначив  $k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$ , получим:  $Q^* = Fk(t_1 - t_2)$ .

Соответственно, можно записать уравнение для плотности теплового потока:

$$q = k(t_1 - t_2). \quad (2.12)$$

Полученное уравнение (2.12) называют уравнением теплопередачи. Рассмотрим физическую суть **коэффициента теплопередачи**, Вт/(м<sup>2</sup> К):

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (2.13)$$

Числовое значение коэффициента теплопередачи выражает количество теплоты, проходящей через единицу поверхности стенки в единицу времени от горячего к холодному теплоносителю при разности температур между ними в 1 °С.

Исходя из уравнения (2.13) можно предложить следующие **способы интенсификации** теплопередачи:

- повысить коэффициенты теплоотдачи;
- уменьшить толщину стенки, разделяющей среды;
- заменить материал стенки на более теплопроводный.

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи называется **общим термическим сопротивлением** однослойной плоской стенки:

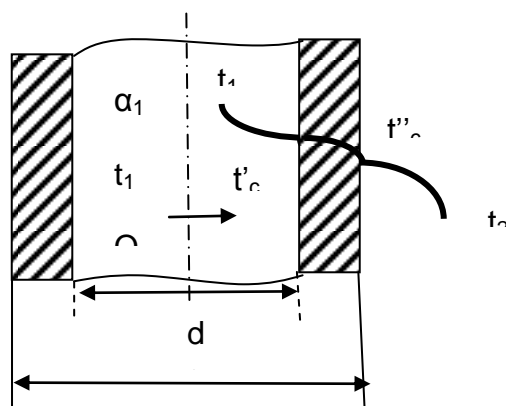
$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2},$$

где  $\frac{1}{\alpha_1}$  и  $\frac{1}{\alpha_2}$  - внешние термические сопротивления;  $\frac{\delta}{\lambda}$  - внутреннее термическое сопротивление стенки.

Общее термическое сопротивление через многослойную плоскую стенку соответственно равно:

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}.$$

Рассмотрим 2-й случай теплопередачи - **теплопередачу через цилиндрическую стенку**. Процесс передачи тепла от горячей воды, движущейся по цилиндрической трубе (с температурой  $t_1$  и коэффициентом теплоотдачи  $\alpha_1$ ) к холодному теплоносителю (с температурой  $t_2$  и коэффициентом теплоотдачи  $\alpha_2$ ), изображен на рис. 2.6.



$d_1$  и  $d_2$  - внутренний и наружный диаметр трубы

Рисунок 2.6 – Теплопередача через цилиндрическую стенку

Тепловой поток от воды к внутренней стенке равен:

$$Q^* = \alpha_1 \pi d_1 l (t_1 - t_{cm}^*).$$

Тепловой поток по стенке трубы

$$Q^* = \frac{2\pi l}{1/\lambda} \cdot \frac{(t_{cm}' - t_{cm}^*)}{\ln d_2 / d_1}.$$

Тепловой поток от наружной стенки к воздуху

$$Q^* = \alpha_2 \pi \cdot d_2 l (t_{cm}' - t_2).$$

Решим эти уравнения относительно разности температур, а затем сложим левые и правые части:

$$t_1 - t_2 = \frac{Q^*}{\pi \cdot l} \cdot \left( \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right).$$

Определим тепловой поток:

$$Q^* = \frac{\pi \cdot l \cdot (t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}. \quad (2.14)$$

Коэффициент теплопередачи для цилиндрической стенки или **линейный коэффициент теплопередачи**, Вт/(м К):

$$K_y = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}},$$

В общем случае для многослойной цилиндрической стенки, имеющей  $n$  слоев,

$$K_y = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}. \quad (2.15)$$

Числовое значение линейного коэффициента теплопередачи ( $K_y$ ) равно количеству теплоты, проходящей через 1 м трубопровода в единицу времени от горячего теплоносителя к холодному при разности температур между ними в 1 °С.

Тогда можно записать следующее уравнение для теплового потока:

$$Q^* = K_y \pi \cdot l \cdot (t_1 - t_2) \quad (2.16)$$

Величину, обратную линейному коэффициенту теплопередачи, называют **общим тепловым сопротивлением** цилиндрической стенки:

$$R_y = \frac{1}{K_y} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda \cdot i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \quad (2.17)$$

Необходимо рассмотреть понятие **«критический диаметр изоляции»**. Тепловой изоляцией называют всякое покрытие

горячей поверхности, которое способствует снижению потерь теплоты в окружающую среду. Для тепловой изоляции используют материалы с низкой теплопроводностью – асбест, пробку, слюду, шлаковую и стеклянную вату, шерсть, опилки и т.д.

Анализ формулы полного термического сопротивления цилиндрической стенки (2.17) показывает, что тепловые потери уменьшаются пропорционально толщине изоляции. Для уменьшения расходов необходимо выбирать оптимальную толщину слоя изоляции. Для этого необходимо определить критический диаметр изоляции:

$$d_{кр} = d_{из} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2},$$

где  $\lambda_{кр}$  - коэффициент теплопроводности изоляции, Вт/(м К);

$\alpha_2$  - коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности изоляции к окружающей среде, Вт/(м<sup>2</sup> К);

$d_{из}$  - наружный диаметр слоя изоляции, м.

Практика эксплуатации тепловых аппаратов требует наилучших условий передачи теплоты от горячего теплоносителя к холодному. Для интенсификации теплопередачи необходимо стремиться уменьшить наибольшее сопротивление.

### 2.1.8 Вопросы для самоконтроля

- 1 Сформировать сущность закона Фурье.
- 2 Что характеризует коэффициент теплопроводности и от каких факторов он зависит?
- 3 Что такое условия однозначности?
- 4 Что характеризует коэффициент температуропроводности?
- 5 Охарактеризовать основные особенности процесса теплопроводности через плоскую и цилиндрическую стенку.



6 Как определить общее термическое сопротивление многослойной стенки?

7 Какова сущность коэффициентов теплоотдачи и теплопередачи, их отличие?

8 Охарактеризовать основные особенности процесса теплопередачи через плоскую и цилиндрическую стенки.

9 Что называют тепловой изоляцией?

10 Что такое критический диаметр изоляции и как его можно определить?

## **2.2 Конвективный теплообмен**

### **2.2.1 Общие положения**

Второй вид теплообмена – **конвекция** – происходит только в газах или жидкостях и состоит в том, что перенос теплоты осуществляется перемещающимися в пространстве объёмами среды. Передача теплоты конвекцией всегда сопровождается теплопроводностью (при контакте, столкновении). Совместный процесс конвекции и теплопроводности называется **конвективным теплообменом**.

Интенсивность конвективного теплообмена, в первую очередь, зависит от **режима движения** жидкости или газа. Различают 3 режима движения:

- **ламинарный**, когда частицы жидкости (газа) движутся параллельными потоками без поперечных перемещений, (например, спокойная равнинная река);
- **турбулентный режим**, когда частицы жидкости (газа) движутся в разных направлениях и осуществляется интенсивное

перемешивание (например, горная река или сильно открытый водопроводный кран);

- **переходный режим.**

Для определения режима движения используют безразмерный комплекс – **число Рейнольдса**:

$$Re = \frac{w l}{\nu}, \quad (2.18)$$

где  $w$  - средняя скорость жидкости или газа, м/с;

$l$  - характерный размер, для круглой трубы это диаметр  $d$ , для канала – эквивалентный диаметр  $d_{\text{эКВ}} = 4F / \Pi$  ( $F$  – площадь поперечного сечения канала,  $\Pi$  - полный периметр сечения, независимо от того, какая часть этого периметра участвует в теплообмене);

$\nu$  - коэффициент кинематической вязкости, м<sup>2</sup>/с.

При числах Рейнольдса ( $Re$ ), меньших 2000, режим считается ламинарным, при значениях числа Рейнольдса, больших 10000, – режим движения турбулентный; при  $200 \leq Re \leq 10000$  – режим переходный.

Большое влияние на теплообмен оказывают следующие физические параметры теплоносителей: коэффициент теплопроводности, теплоемкость, плотность, температуропроводность, вязкость. В конвективном теплообмене большое значение имеет вязкость. Все реальные жидкости обладают вязкостью: между частицами или слоями, движущимися с различными скоростями, всегда возникает сила внутреннего трения, ускоряющая движение более медленного слоя и тормозящая движение более быстрого. **Вязкость** – это способность жидкости или газа противостоять движению (перемещению) одного слоя жидкости (газа) относительно другого.

Теоретическое рассмотрение задач конвективного теплообмена основывается на использовании **теории пограничного слоя**, разработанной австрийским физиком Прандтлем.

Рассмотрим движение жидкости вдоль какой-либо поверхности со скоростью  $w$ , одинаковой по всей толщине (рис. 2.7).

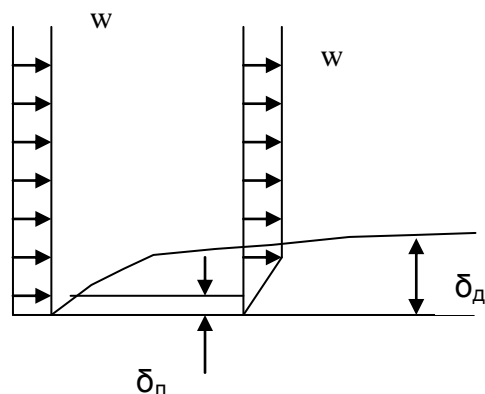


Рисунок 2.7 – Образование динамического пограничного слоя при обтекании поверхности

При перемещении жидкости вдоль поверхности за счёт вязкости частицы жидкости прилипают к поверхности и тормозят движение жидкости, что приводит к изменению скорости движения жидкости по толщине слоя. Скорость изменяется от начальной  $w$  до нуля (возле стенки). Слой жидкости возле поверхности, в котором происходит изменение скорости жидкости от исходного значения вдали от стенки до нуля непосредственно возле стенки, называют **динамическим пограничным слоем**. Толщина этого слоя  $\delta_d$  возрастает вдоль по потоку. Толщина слоя зависит от скорости движения жидкости или газа и от вязкости.

Режим течения жидкости в пограничном слое может быть и турбулентным и ламинарным (характер определяется числом  $Re$ ). Но в любом случае непосредственно у стенки имеется очень тонкий слой жидкости, движение в котором имеет ламинарный характер. Его называют ламинарным подслоем –  $\delta_l$ .

Если температуры стенки и жидкости неодинаковые, то вблизи стенки образуется **тепловой пограничный слой**, в котором происходят все изменения температуры: от начальной  $t_{ж}$  до температуры стенки  $t_{ст}$  (рис. 2.8). Пограничный слой уменьшает интенсивность теплообмена, т.к. тепло распространяется в нём преимущественно за счёт теплопроводности, которая у жидкостей и газов мала. Для интенсификации необходимо, в первую очередь, увеличить скорость движения жидкости или газа, при этом мы перейдём от теплопроводности к конвекции.

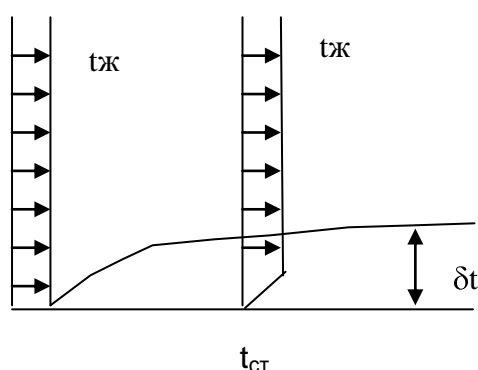


Рисунок 2.8 – Образование теплового пограничного слоя

В общем случае толщины теплового и динамических слоёв могут не совпадать. Соотношение толщины динамического и теплового пограничных слоёв определяется безразмерным **числом Прандтля**:

$$Pr = \nu/a, \quad (2.19)$$

где  $a$  – коэффициент температуропроводности,  $m^2/c$ ,

$\nu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $m^2/c$ .

Для вязких жидкостей с низкой теплопроводностью (например, масел)  $Pr > 1$  и, следовательно,  $\delta_d > \delta_t$ ; для газов -  $Pr \approx 1$ ,  $\delta_d \approx \delta_t$ ; для жидких металлов -  $Pr < 1$  и  $\delta_t > \delta_d$ .

## 2.2.2 Моделирование конвективного теплообмена

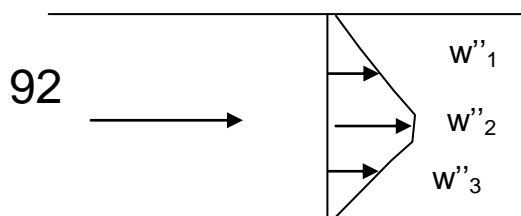
Конвективный теплообмен, в отличие от теплопроводности, описывается несколькими дифференциальными уравнениями с большим количеством переменных параметров. Поэтому решение вопросов конвективного теплообмена вызывает большие трудности. В связи с этим чаще всего используют изучение процесса путём проведения эксперимента. По экономическим или техническим причинам это тоже не всегда возможно. Поэтому используют исследование процессов на уменьшенных моделях – т.е. **моделирование** процесса. Для получения достоверных результатов при моделировании необходимо выполнить **2 условия**:

- Процессы, которые осуществляются в натуральном агрегате и модели, должны иметь одинаковую физическую природу и описываются подобными дифференциальными уравнениями. Например, теплопроводность хорошо моделируется электрическим током (электропроводностью), т.к. физическая природа одинакова – электроны;
- Необходимо соблюдение геометрического подобия модели и натурального агрегата, а также подобия температур и скоростей.

Геометрическое подобие осуществляется легко путем уменьшения в масштабе, а остальные виды подобия достичь намного сложнее, необходимо локальное моделирование.

Для выполнения этих условий используют **теорию подобия**. Теория подобия объединяет положительные стороны математического и экспериментального методов исследования процессов. Понятие подобия впервые было введено в геометрии. В дальнейшем оно было расширено и нашло применение при изучении физических явлений. Геометрическое подобие является обязательной предпосылкой подобия физических явлений.

Рассмотрим подобие скоростей на примере трубы, по которой движется газ (рис. 2.9).



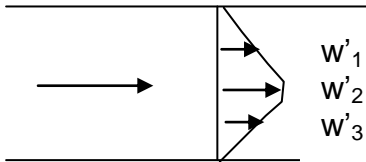


Рисунок 2.9 – Подобие скоростей

Скорости потоков считаются подобными, если выполняется соотношение,

$$\frac{w'_1}{w''_1} = \frac{w'_2}{w''_2} = \frac{w'_3}{w''_3} = \frac{w'_4}{w''_4} = \dots = \frac{w'_n}{w''_n} .$$

Таким же образом устанавливается подобие и других параметров конвективного теплообмена: плотности, вязкости и т.д.

Два процесса конвективного теплообмена считаются подобными, если подобны все параметры, характеризующие конвективный теплообмен. Для упрощения процесса установления подобия используют безразмерные комплексы физических параметров. Если эти комплексы для модели и натурального агрегата одинаковы, то процессы считаются подобными. Эти комплексы называют числами или **критериями подобия** и им присвоили имена известных учёных. Чисел подобия много. Для конвективного теплообмена используют пять чисел подобия. Рассмотрим эти числа подобия.

- **Число Рейнольдса**

Число Рейнольдса [уравнение (2.18)] характеризует режим течения жидкости или газа и выражает отношение сил инерции (скоростного напора) к силам вязкостного трения.

При малых значениях числа Рейнольдса преобладают силы вязкости и режим течения ламинарный (отдельные струи потока не перемешиваются, двигаясь параллельно друг другу, и всякие

случайные завихрения быстро затухают под действием сил вязкости). При турбулентном течении в потоке преобладают силы инерции, поэтому завихрения сильно развиваются.

- **Число Прандтля**

Число Прандтля [уравнение (2.19)] устанавливает соотношение между толщиной динамического и теплового пограничных слоёв.

- **Число Нуссельта**

Число Нуссельта характеризует интенсивность конвективного теплообмена между жидкостью (газом) и поверхностью твёрдого тела:

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}, \quad (2.20)$$

где  $\alpha$ - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);

$l$  – характерный размер, м;

$\lambda$  - коэффициент теплопроводности газа или жидкости, Вт/(м·К).

- **Число Грасгофа**

Число Грасгофа характеризует интенсивность свободного конвективного теплообмена, который обусловлен тем, что более нагретые частицы жидкости (газа) выталкиваются холодными вверх за счёт влияния силы тяжести:

$$Gr = \frac{g\beta l^3 \Delta t}{\nu^2}, \quad (2.21)$$

где  $g = 9,81$  м/с<sup>2</sup> – ускорение свободного падения;

$\beta$  - коэффициент температурного расширения, 1/ К: для жидкостей  $\beta$  приведены в справочниках, для газов -  $\beta = 1/T$ ;

$l$  – характерный размер, м;

$\Delta t$  – разница температур частиц жидкости (газа);

$\nu$  - кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с.

Число Грасгофа характеризует отношение подъёмной силы, возникающей вследствие теплового расширения жидкости (газа), к силам вязкости.

- **Число Эйлера**

Число Эйлера характеризует отношение перепада давления к скоростному напору:

$$Eu = \frac{\Delta P}{\rho w^2}, \quad (2.22)$$

$\Delta P$  – перепад давления на рассматриваемом участке канала, Па;

$\rho$  - плотность жидкости (газа), кг/м<sup>3</sup>;

$w$  - скорость жидкости (газа), м/с.

При проектировании теплообменных аппаратов необходимо определить два параметра: коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  и перепад давления  $\Delta p$ . Они входят в числа Нуссельта и Эйлера, т.е. это определяемые числа подобия. Числа Рейнольдса  $Re$ , Грасгофа  $Gr$  и Прандтля  $Pr$  являются определяющими.

**Уравнения подобия** – зависимость между определяемым числом подобия и определяющими числами подобия. Таким образом, при моделировании основной целью является нахождение уравнений:

$$Nu = f_1(Re, Pr, Gr),$$

$$Eu = f_2(Re, Pr, Gr).$$

Рассмотрим некоторые частные случаи:

- Если теплообмен вынужденный и режим движения турбулентный, то свободная конвекция практически не влияет на теплообмен, поэтому исключают число Грасгофа  $Gr$ :

$$Nu = f_3(Re, Pr).$$



- Если вынужденный теплообмен осуществляется между газом и телом, то исключают число Прандтля  $Pr$ , т.к. для газов он равен единице:

$$Nu=f_4(Re).$$

- Если теплообмен естественный (свободный), то из уравнения исключается число Рейнольдса, поскольку скорость естественного движения теплоносителя вдоль поверхности неизвестна и число Рейнольдса переходит в разряд определяемых:

$$Nu=f_5(Gr, Pr).$$

Исследованиями установлено, что при одинаковой разности температур интенсивность теплообмена (значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ ) зависит от направления теплового потока: к телу или от тела (нагрев или охлаждение). Академик Михеев М.А. предложил учитывать направление теплового потока отношением

$$\left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}}\right)^{0.25},$$

где  $Pr_{ж}$  – число Прандтля для жидкости при её температуре;

$Pr_{ст}$  – число Прандтля для жидкости при температуре стенки.

Тогда общее **уравнение подобия** для конвективного теплообмена принимает вид

$$Nu = c Re^n Pr^m Gr^d (Pr_{ж} / Pr_{ст})^{0.25}, \quad (2.23)$$

где  $c, n, m, d$  – коэффициенты, которые определяются экспериментальными исследованиями.

### 2.2.3 Теплообмен при ламинарном режиме течения жидкости в круглых трубах

Изучение процесса теплоотдачи в трубах представляет большой практический интерес, т.к. трубы являются элементом различных теплообменных аппаратов.

Рассмотрим особенности движения жидкости в трубе при ламинарном режиме –  $Re < 2000$ .

При движении жидкости вдоль трубы у стенок образуется динамический пограничный слой, толщина которого по течению возрастает и становится равной радиусу трубы. В этом месте пограничный слой заполняет собой всё сечение трубы и в ней устанавливается постоянное распределение скоростей, характерное для данного режима течения (см. рис. 2.10).

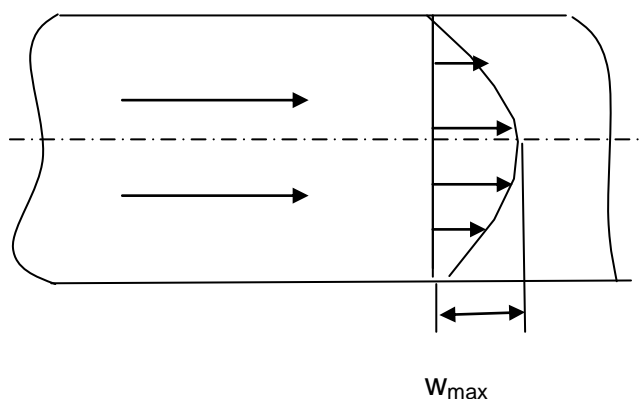


Рисунок 2.10 – Изменение скорости при ламинарном режиме движения

В расчётах используют **среднюю скорость**, которая равна половине от максимальной:

$$\bar{w} = 1/2 w_{max}.$$

Участок трубы, на котором устанавливается толщина пограничного слоя и, соответственно, постоянное распределение

скоростей, называется **участком стабилизации** течения. Его величина составляет:

$$l_{ст} = 50 d.$$

Аналогично изменяется и толщина теплового пограничного слоя, что приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи: у входа в трубу он имеет максимальное значение, затем убывает и на участке стабилизации принимает определённое среднее значение, которое остаётся неизменным по всей длине трубы, т.к. влияние отдельных факторов по длине сглаживается (рис. 2.11).

Возможны **2 вида** ламинарного течения:

- вязкостное;
- вязкостно-гравитационное.

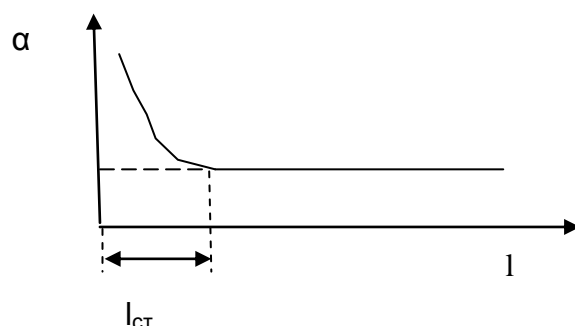


Рисунок 2.11- Изменение коэффициента теплоотдачи по длине трубы

**Вязкостный режим** наблюдается в жидкостях с большим коэффициентом вязкости, при этом режиме нет перемешивания слоёв, свободная конвекция не влияет на теплообмен, перенос теплоты осуществляется теплопроводностью (например, мазут).

**Вязкостно-гравитационный режим** характерен для маловязких жидкостей и газов; наблюдается перемешивание слоёв, т.е. имеет место свободная конвекция. Важное значение при этом имеет направление свободной и вынужденной конвекции. Возможны 3 случая:

- направления совпадают – теплообмен улучшается за счёт увеличения скорости жидкости;
- направления противоположные – теплообмен ухудшается за счёт уменьшения скорости жидкости;
- направления взаимно перпендикулярны – теплообмен улучшается за счет перемешивания жидкости.

Уравнение подобия для вязкостного режима –

$$\mathbf{Nu = 0.15 Re^{0.33} Pr^{0.43} (Pr_{ж} / Pr_{ст})^{0.25}.}$$

Уравнение подобия для вязкостно-гравитационного режима –

$$\mathbf{Nu = 0.15 Re^{0.33} Pr^{0.43} Gr^{0.1} (Pr_{ж} / Pr_{ст})^{0.25}}$$

или в случае, когда теплоносителем является не жидкость, а газ, для которого число Прандтля примерно равно единице ( $Pr = 0,7$ ), уравнение принимает вид

$$\mathbf{Nu = 0.13 Re^{0.33} Gr^{0.1}.}$$

Вязкостно-гравитационный режим имеет место при величине  $(Gr Pr) > 8 \cdot 10^5$ . Параметры теплоносителя выбираются при

температуре  $t = 0,5 (t_0 + t_{ст})$ , где  $t_0$  – температура жидкости на входе в трубу.

Формулы справедливы при отношении  $l / d > 50$ . Для труб, имеющих длину  $l < 50d$ , значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ , полученное из данных формул, следует умножить на поправочный коэффициент  $\varepsilon_l$  (табл. 2.1).

Таблица 2.1 - Поправочный коэффициент для расчета теплообмена в трубах длиной менее 50 диаметров

$l/d$	1	4	5	10	15	20	30	40	50
$\varepsilon_l$	1.9	1.7	1.44	1.28	1.18	1.13	1.05	1.02	1

По рассмотренным формулам определяется число Нуссельта, а по нему – коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{Nu \lambda}{l},$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м К);

$l$  - характерный размер, м.

## 2.2.4 Теплообмен при турбулентном и переходном режимах

При **турбулентном режиме** ( $Re > 10000$ ) также устанавливается пограничный слой и размеры участка стабилизации такие же, как и при ламинарном движении. Но в связи с более сложным строением потока изменение скорости потока по сечению трубы сильно изменяется: наиболее резко скорость потока изменяется вблизи стенки, а в средней части сечения скорость почти не изменяется. В расчётах пользуются средними скоростями:

$$\bar{\omega} = 0,8 \dots 0,9 \omega_{\max},$$

где  $\omega_{\max}$  – максимальная скорость, которая наблюдается на оси трубы.

При турбулентном потоке жидкость весьма интенсивно перемешивается и естественная конвекция практически не оказывает влияния, поэтому из уравнения подобия исключено число Грасгофа.

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи при развитом турбулентном режиме ( $Re > 10^4$ ), когда  $l/d > 50$ , М.А. Михеев рекомендует следующее уравнение подобия:

$$Nu = 0.021 Re^{0.8} Pr^{0.43} (Pr_{ж} / Pr_{ст})^{0.25}.$$

Для воздуха (при  $Pr \approx 0,7$ ) эта формула упрощается:

$$Nu = 0.18 Re^{0.8}.$$

Для труб, имеющих отношение  $l/d < 50$ , коэффициент теплоотдачи выше, поэтому значение  $\alpha$ , полученное из данных уравнений, следует умножить на поправочный коэффициент, зависящий от числа Рейнольдса и отношения  $l/d / 1$ .

При теплообмене в изогнутых трубах (змеевиках) вследствие центробежного эффекта в поперечном сечении трубы возникает вторичная циркуляция, наличие которой приводит к увеличению

коэффициента теплоотдачи. Поэтому коэффициент  $\alpha$ , полученный по данным уравнениям, следует умножить на поправочный коэффициент:

$$\varepsilon_{3M} = 1.0 + 3.6 d/D,$$

где  $d$  – диаметр трубы, м;

$D$  – диаметр спирали змеевика, м.

**Переходный режим движения** характеризуется:  $2000 < Re < 10000$ . Теплоотдача при этом режиме зависит от очень многих величин, трудно поддающихся учёту, и поэтому не может быть описана одним уравнением подобия. В этом случае используют комплекс  $K_0$ :

$$K_0 = Nu Pr^{-0.43} (Pr_{ж} / Pr_{ст})^{-0.25}. \quad (2.24)$$

Величина комплекса  $K_0$  зависит от чисел Рейнольдса  $Re$  и Грасгофа  $Gr$ . Эта зависимость представлена на рис. 2.12.

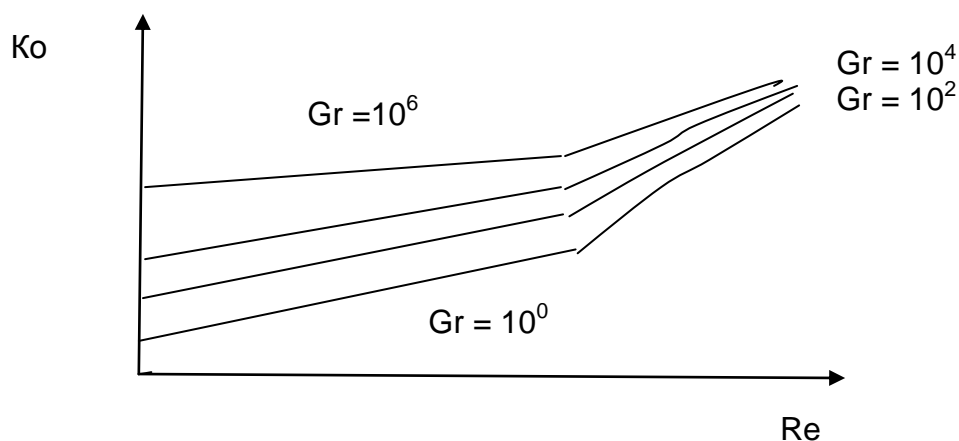


Рисунок 2.12 – Зависимость комплекса  $K_0$  от чисел Рейнольдса и Грасгофа

Как видно из рис.2.12, в области переходного режима опытные точки не объединяются единой зависимостью. С увеличением  $Re$  теплоотдача возрастает, причем существенное влияние оказывает естественная конвекция. Чем больше число Грасгофа, тем больше комплекс  $K_0$  и, следовательно, коэффициент теплоотдачи. При развитии турбулентном режиме все кривые сливаются в одну линию.

В связи с тем, что до сих пор удовлетворительного метода расчёта теплоотдачи для переходной области нет, определение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  может быть произведено только приближенно с помощью уравнения подобия (2.24) и графика (см. рис. 2.12).

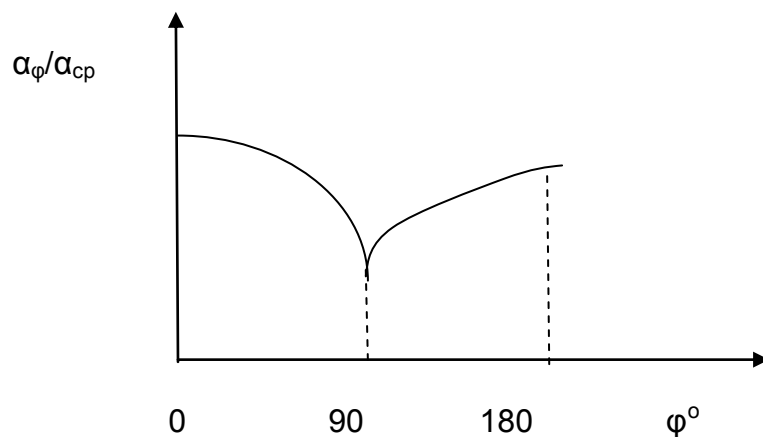
### **2.2.5 Теплообмен при поперечном омывании одной трубы и пучка труб**

Процесс теплоотдачи при поперечном потоке жидкости, омывающей одиночную трубу, характеризуется рядом особенностей. Плавное, безотрывное омывание поверхности круглой трубы наблюдается только при  $Re < 5$ . При больших значениях Рейнольдса условия омывания лобовой и кормовой половины трубы совершенно различны. При этом важную роль играет **угол атаки**. Угол атаки ( $\varphi$ ) – угол между направлением движения основного потока и радиусом, который соединяет точку на поверхности трубы с центром трубы. При  $Re > 5$  в лобовой части трубы (при  $\varphi = 0$ ) поток раздваивается, толщина пограничного слоя практически равна 0. При движении потока по периметру трубы развивается пограничный слой, толщина его увеличивается и достигает  $\max$  при  $\varphi = 90^\circ$ . Потом этот слой начинает разрушаться (смывается потоком жидкости), толщина слоя уменьшается. В



кормовой части омывание носит сложный вихревой характер, при этом происходит разрушение пограничного слоя.

Такая своеобразная картина движения при поперечном обтекании трубы в значительной мере отражается на коэффициенте теплоотдачи по окружности трубы (рис. 2.13).



$\alpha_{\varphi}$  - коэффициент теплоотдачи в данной точке;  $\alpha_{ср}$  – средний коэффициент теплоотдачи по поверхности трубы, Вт/м<sup>2</sup>·К

Рисунок 2.13 – Изменение коэффициента теплоотдачи по периметру трубы

Максимальный коэффициент теплоотдачи при угле атаки  $\varphi = 0^{\circ}$  (т.к. в лобовой части жидкость непосредственно контактирует с трубой). Потом  $\alpha$  уменьшается, т.к. увеличивается толщина пограничного слоя. Затем  $\alpha$  увеличивается, т.к. пограничный слой исчезает и кормовая часть оmyвается вихревыми потоками.

Средний коэффициент теплоотдачи определяется из следующих уравнений подобия:

а) при  $Re = 5 \dots 1000$  –

$$Nu = 0.5 Re^{0.5} Pr^{0.38} (Pr_{ж} / Pr_{ст})^{0.25},$$

если теплоноситель - воздух (газ),

$$Nu=0.43 Re^{0.5};$$

б) при  $Re = 1000 \dots 200000$  –

$$Nu = 0.25 Re^{0.6} Pr^{0.38} (Pr_{ж} / Pr_{ст})^{0.25},$$

если теплоноситель - воздух (газ),

$$Nu=0.216 Re^{0.6}.$$

Сложная гидродинамическая картина омывания одиночной трубы делается ещё более сложной при омывании пучка круглых труб. Теплообменные аппараты, состоящие из пучка труб и омываемые поперечным потоком жидкости, имеют в технике большое распространение. Применяются в основном два вида расположения труб в пучках: **коридорный** и **шахматный**.

Основными **характеристиками** пучка труб являются:

- внешний диаметр трубы –  $d$ ;
- количество труб в одном ряду –  $n_{ш}$ ;
- количество рядов труб -  $n_{р}$ ;
- отношение расстояния между осями труб по ширине пучка к внешнему диаметру труб –  $S_1/d$ ;
- отношение расстояния между осями двух соседних рядов к внешнему диаметру труб –  $S_2/d$ .

От расположения труб в значительной степени зависят характер движения жидкости, омывание труб каждого ряда и в целом теплообмен в пучке. Если в канале было турбулентное

движение жидкости, то оно будет турбулентным и в пучке труб, причём степень турбулизации будет возрастать от ряда к ряду, т.к. пучок труб является очень хорошим турбулирующим устройством. Если в канале перед пучком режим течения был ламинарный, то в зависимости от числа Рейнольдса в пучке труб может быть как ламинарное, так и турбулентное течение жидкости.

Рассмотрим характер обтекания труб при различных расположениях труб в пучке. Омывание труб первого ряда, независимо от расположения труб в пучке, практически не отличается от омывания одиночной трубы и зависит от начальной турбулентности потока. Характер омывания следующих рядов труб в обоих пучках изменяется. При коридорном расположении трубы любого ряда затеняются трубами предыдущего ряда, что ухудшает омывание лобовой части, и большая часть поверхности находится в слабой вихревой зоне. При шахматном расположении загораживание одних труб другими не происходит для всех последующих рядов. Трубы третьего ряда при коридорном расположении также изменяют характер теплообмена, а после третьего ряда характер не изменяется, т.е. наступает стабилизация.

Коэффициент теплоотдачи в зависимости от угла атаки для любого ряда шахматного расположения в лобовой части имеет максимальное значение и изменения его мало отличаются от изменения коэффициента  $\alpha$  для одиночной трубы. Такое же изменение коэффициента теплоотдачи имеет место и для первого ряда коридорного расположения пучка (рис. 2.14). Для труб второго ряда максимум приходится на  $\varphi = 50 - 60^\circ$ . Теплообмен как лобовой, так и кормовой части трубы меньше, чем теплообмен одиночной трубы.

При любом расположении труб каждый ряд вызывает дополнительную турбулизацию потока, поэтому  $\alpha$  для труб второго ряда больше, чем для первого, а для третьего - выше, чем для второго. Начиная с третьего ряда, поток жидкости стабилизируется и коэффициент  $\alpha$  для всех последующих рядов остается const.

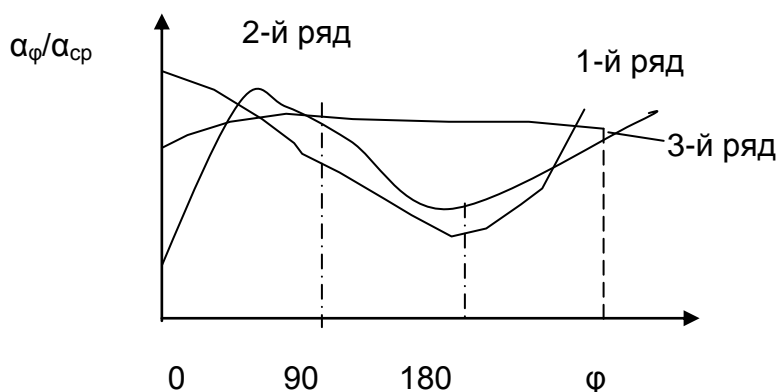


Рисунок 2.14 – Изменение коэффициента теплоотдачи для различных рядов пучка труб

Если теплоотдачу третьего ряда принять за 100%, то теплоотдача первого ряда коридорного и шахматных пучков составляет лишь 60%; теплоотдача второго ряда коридорного пучка составляет 90%, шахматного – 70%. В целом теплоотдача в шахматных пучках за счет лучшей турбулизации потока выше, чем в коридорных. Это свойство широко используют при конструировании теплообменных аппаратов. Недостаток шахматной схемы – трудность изготовления.

При расчете теплообменных аппаратов используют уравнения подобия:

$$Nu = f (Re, Pr, E_s),$$

где  $E_s$  – поправочный коэффициент, учитывающий расстояние между трубами: для коридорного расположения  $E_s = (S_2/d)^{-0,15}$ ; для шахматного расположения пучка труб - при  $S_1/S_2 < 2$   $E_s = (S_1/S_2)^{0,166}$ ; при  $S_1/S_2 \geq 2$   $E_s = 1,12$ .

### 2.2.6 Теплообмен при свободном движении теплоносителя (естественная конвекция)

Свободным называется движение жидкости (газа), возникающее вследствие разности плотностей нагретых и холодных её частей. Теплообмен при свободном движении, или **естественная конвекция**, возникает у нагретых стен печей, у нагревательных приборов систем отопления, при кипении в большом объеме и др. Естественная циркуляция (а соответственно и естественный теплообмен) будет проходить тем интенсивнее, чем больше температурный напор ( $\Delta t = t_{ст} - t_{ж}$ ) и больше длина (высота) поверхности, вдоль которой происходит теплообмен.

Рассмотрим некоторые **особенности** теплообмена при свободном движении, протекающего между нагретой вертикальной плитой и жидкостью. При движении жидкости вдоль плиты возникает, как известно, пограничный слой. Его толщина растет по направлению движения жидкости. В начале движения толщина его мала и движение имеет ламинарный характер. На некотором расстоянии от нижнего края плиты ламинарный слой начинает разрушаться, движение становится неустойчивым, а затем переходит в турбулентное. В соответствии с изменением пограничного слоя и характера движения жидкости изменяется коэффициент теплоотдачи.

Около нагретой горизонтальной плиты движение жидкости имеет иной характер и зависит от положения и размеров плиты.

Михеев М.А., изучая теплоотдачу в неограниченном пространстве для тел любой формы и размера, расположенных горизонтально и вертикально, получил уравнение подобия:

$$Nu = C (Gr Pr)^n,$$

где  $c, n$  – коэффициенты, зависящие от величины комплекса  $Gr Pr$  (табл.2.2).

Таблица 2.2 -Значения коэффициентов в уравнении Михеева

$Gr Pr$	$10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$
$c$	1.18	0.54	0.135
$n$	1/8	1/4	1/3

Физические константы, входящие в состав чисел подобия, определяют по средней температуре  $t = 0,5 (t_{ж} + t_{ст})$ . В качестве определяющего размера в числах Нуссельта и Грасгофа приняты для труб и шаров их диаметр, для плит, пластин, вертикальных труб – высота.

Для расчета теплообмена от горизонтальной плиты, обращенной греющей стороной вверх, значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  увеличивают на 30%. Если греющая сторона обращена вниз, то значение  $\alpha$  следует уменьшить на 30%. В обоих случаях определяющим является наименьший размер плиты в плане.

При ламинарном движении около горизонтальных труб рекомендуется формула Михеевой (при  $10^3 < Gr Pr < 10^8$ ):

$$Nu = 0,5 (Gr Pr)^{0,23} (Pr/Gr_{ст})^{0,25}.$$

Определяющим размером является диаметр трубы, определяющей температурой – температура газа или жидкости вдали от трубы.

Довольно часто приходится рассчитывать теплообмен естественной конвекцией в узких глухих каналах (например, перенос тепла между оконными стеклами,. Типичные случаи теплоотдачи приводятся в справочниках, там же приведены данные по их расчету /1/.

При  $(Gr Pr) < 10^3$  естественную конвекцию можно не учитывать.

### **2.2.7 Вопросы для самоконтроля**

- 1 Как определить режим течения жидкости или газа?
- 2 Какое влияние на теплообмен оказывает образование динамического и теплового пограничных слоев?
- 3 Чем вызвана необходимость моделирования конвективного теплообмена?
- 4 Охарактеризовать условия для получения достоверных результатов при моделировании процесса.
- 5 Какие числа подобия описывают конвективный теплообмен?
- 6 Что такое уравнения подобия и как их получают?
- 7 Охарактеризовать основные особенности теплообмена в круглых трубах при ламинарном и турбулентном режимах.
- 8 Как проводится расчет теплообмена в круглых трубах при переходном режиме?
- 9 Охарактеризовать особенности теплообмена при омывании одиночной трубы и пучка труб.
- 10 Какая схема расположения труб в пучке наиболее эффективна и почему?
- 11 При каких условиях происходит естественная конвекция? Какие особенности она имеет?
- 12 Как производится расчет процессов теплообмена при свободном движении жидкости или газа?

## 2.3 Теплообмен излучением

### 2.3.1 Общие положения

Теплообмен **излучением** (лучистый теплообмен) свойственен всем телам, температура которых не равна абсолютному нулю. Источником излучения является внутренняя энергия тела. Тепловое излучение есть результат превращения внутренней энергии тела в энергию электромагнитных колебаний. Излучение осуществляется в 3 этапа:

- превращение внутренней энергии в энергию электромагнитных волн;
- распространение электромагнитных волн в пространстве;
- поглощение электромагнитных волн другим телом.

Тепловое излучение, как процесс распространения электромагнитных волн, характеризуется длиной волны  $\lambda$  (в метрах) и частотой колебаний  $\nu$  (в герцах). При этом волны распространяются со скоростью света  $c=3 \cdot 10^8$  м/с, а частота колебаний и длина волны связаны между собой -  $\nu=c/\lambda$ .

Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу, поэтому классификация излучения по длинам волн в зависимости от производимого ими эффекта носит лишь условный характер. При температурах, с какими обычно имеют дело в технике, основное количество энергии излучается при  $\lambda=0,8 \dots 40$  (80) мкм. Эти лучи принято называть тепловыми (инфракрасными). Большую длину волны имеют радиоволны, меньшую – волны видимого (светового) излучения -  $\lambda=0,4 \dots 0,8$  мкм; если  $\lambda < 0,4$  мкм, излучение называют ультрафиолетовое.

Энергия, излучаемая всем телом по всем направлениям и длинам волн, называется **интегральным излучением**, обозначается  $Q$  и измеряется в ваттах.



Интегральное излучение, приходящееся на единицу поверхности, называется плотностью интегрального излучения, Вт/м<sup>2</sup>:

$$E = \frac{Q}{F}.$$

**Интенсивность интегрального излучения** – это отношение плотности интегрального излучения к длине волны, Вт/м<sup>3</sup>:

$$I = \frac{E}{\lambda}.$$

Все тела не только излучают энергию (способность излучать энергию определяется природой данного тела и его температурой), но и поглощают, отражают и пропускают через себя падающие лучи от другого тела (рис. 2.15).

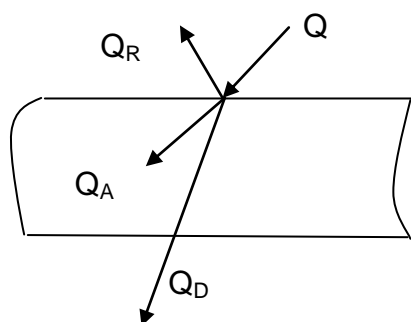


Рисунок 2.15 – Распределение энергии излучения, падающей на тело

Часть энергии излучения ( $Q$ ), падающей на тело, поглощается ( $Q_A$ ), часть отражается ( $Q_R$ ), а часть протекает сквозь него ( $Q_D$ ). Таким образом, можно записать:

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D.$$

Разделим полученное уравнение на  $Q$ :

$$A + R + D = 1,$$

где  $A = Q_A/Q$  - поглотительная способность тела, это отношение энергии, поглощенной телом, ко всей падающей энергии; величину  $A$  называют **коэффициентом поглощения**;

$R = Q_R/Q$  - отражательная способность тела, это отношение энергии, отраженной телом, ко всей падающей энергии; величину  $R$  называют **коэффициентом отражения**;

$D = Q_D/Q$  - способность тела пропускать энергию излучения; величину  $D$  называют **коэффициентом пропускания**.

Тело, поглощающее все падающее на него излучение, называется **абсолютно черным**:

$$A = 1; \quad R = D = 0.$$

Тело, отражающее все падающее на него излучение, называется **абсолютно белым**:

$$R = 1; \quad A = D = 0.$$

Тело, пропускающее все падающее на него излучение, называется **абсолютно прозрачным**:

$$D = 1; \quad A = R = 0.$$

В природе абсолютно черных, белых и прозрачных тел не существует, тем не менее понятие о них является очень важным для сравнения с реальными поверхностями.

Если поверхность поглощает тепловые лучи, но не поглощает световые, она не кажется черной. Более того, наше зрение может воспринимать такую поверхность как белую, например снег, для которого  $A=0,98$ . Стекло, прозрачное в видимой части спектра, почти не прозрачно для тепловых лучей ( $A=0,94$ ). Свойство тел поглощать или отражать тепловые лучи зависит в основном от состояния поверхности, а не от цвета.

### 2.3.2 Основные законы лучистого теплообмена

## Закон Планка

Интенсивность излучения абсолютно черного тела  $I_{s\lambda}$  и любого реального тела  $I_\lambda$  зависит от температуры и длины волны:

$$I_{s\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{C_2 / \lambda T} - 1},$$

где  $I_{s\lambda}$  – интенсивность излучения абсолютно черного тела, Вт/м<sup>3</sup>;

$C_1=3,74 \cdot 10^{-16}$  Вт/м<sup>2</sup> – первая постоянная Планка;

$C_2=1,44 \cdot 10^{-2}$  м К – вторая постоянная Планка;

$\lambda$  - длина волны, м;

$T$  – абсолютная температура, К;

$e$  – основание натурального логарифма.

Графически этот закон представлен на рис. 2.16.

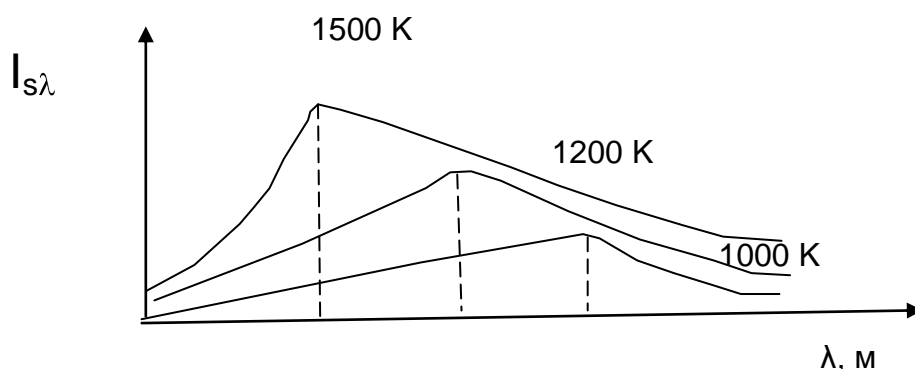


Рисунок 2.16 – Зависимость интенсивности излучения от длины волны при различных температурах

Из рис. 2.16 видно, что при увеличении длины волны интенсивность излучения сначала растет, достигая максимальной величины, а потом уменьшается; для каждой длины волны с увеличением температуры увеличивается интенсивность излучения; при увеличении температуры максимумы кривых смещаются в сторону более коротких волн. Длина волны  $\lambda$  в микрометрах,

отвечающая максимальному значению интенсивности излучения, определяется законом смещения Вина:

$$\lambda_{\max} = 2,9 / T,$$

где  $T$  – абсолютная температура, К.

Закон Стефана – Больцмана

На основании опытных данных Стефан установил, что плотность интенсивности излучения абсолютно черного тела ( $E_s$ ) пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Больцман получил этот закон теоретическим путем, исходя из 2-го закона термодинамики:

$$E_s = \sigma T^4,$$

где  $\sigma$  - постоянная Стефана-Больцмана;  $\sigma = 5,77 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup> К<sup>4</sup>).

Для технических расчетов закон Стефана-Больцмана обычно записывают в виде

$$E_s = C_s \left( \frac{T}{100} \right)^4,$$

где  $C_s = 5.77$  Вт/(м<sup>2</sup> К<sup>4</sup>) – коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Тела, с которыми мы имеем дело на практике, излучают меньше тепловой энергии, чем абсолютно черное тело при той же температуре. Для характеристики реальных тел ввели понятие **серого тела** и серого излучения. Серое тело, как и абсолютно черное тело излучает энергию во всем диапазоне спектра длин волн, но интенсивность излучения меньше. Для сравнения используют коэффициент – **степень черноты** ( $\epsilon$ ):

$$\epsilon = I_s / I_{s\lambda} = 0.004 \dots 0.96.$$

Степень черноты это отношение интенсивности излучения серого тела к интенсивности излучения абсолютно черного тела при той же температуре. Она показывает, какую часть энергии от абсолютно черного тела излучает реальное тело. Соответственно,

коэффициент излучения серого тела (С) всегда меньше коэффициента излучения абсолютно черного тела и определяется:

$$C = E C_s.$$

Закон Стефана – Больцмана для реальных тел имеет следующий вид:

$$E = \varepsilon E_s = \varepsilon C_s (T / 100)^4 = C (T / 100)^4.$$

Степень черноты изменяется для различных тел от 0 до 1 в зависимости от типа материала, состояния поверхности, температуры.

### Закон Кирхгофа

Закон Кирхгофа устанавливает количественную связь между энергиями излучения и поглощения для серого и абсолютно черного тел.

Рассмотрим лучистый теплообмен между двумя параллельными поверхностями: абсолютно черной с температурой  $T_s$  и серой с температурой  $T$  (рис. 2.17). Абсолютно черная поверхность излучает на серую энергию плотностью  $E_s$ . Часть этой энергии поглощается ( $A E_s$ ), а часть – отражается на абсолютно черную ( $E_s - A E_s$ ).

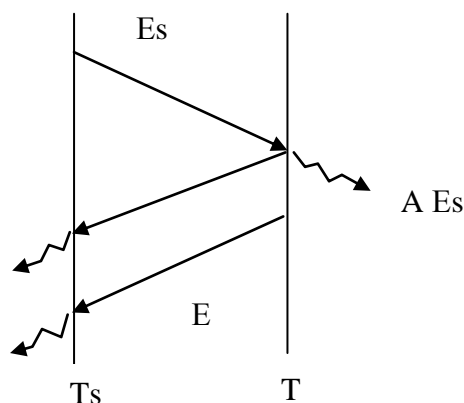


Рисунок 2.17 – Взаимный обмен энергией между черной и серой поверхностями

В свою очередь, серая поверхность излучает энергию плотностью  $E$ , которая полностью поглощается абсолютно черной поверхностью.

Запишем баланс теплоты для серой поверхности: принятая энергия равна  $E_s A$ , отданная -  $E$ . Тогда плотность результирующего потока теплоты от серой поверхности

$$q = E - E_s A .$$

Через некоторое время температуры поверхностей выравниваются, система тел находится в термодинамическом равновесии, тогда  $T_s=T$  и  $q=0$ :

$$E - E_s A = 0 \text{ или } E / A = E_s. \quad (2.25)$$

Отношение энергии излучения к коэффициенту поглощения не зависит от природы тела и равно энергии излучения абсолютно черного тела при той же температуре.

Другой поверхностью может быть любое реальное тело, т.е. полученное уравнение справедливо для всех реальных тел и является математическим выражением закона Кирхгофа.

Из уравнения (2.25) видно: чем больше коэффициент поглощения, тем больше для этого тела и энергия излучения. Если тело мало излучает, то оно и мало поглощает. Абсолютно белое тело не способно излучать и поглощать энергию.

Из закона Кирхгофа также следует, что коэффициент черноты серого тела равен численно коэффициенту поглощения:

$$E/A = E_s; \quad E/E_s = A; \quad E/E_s = \varepsilon; \quad \varepsilon = A.$$

### **Закон Ламберта**

Количество энергии, излучаемой телом по всем направлениям, определяет закон Стефана – Больцмана. Однако интенсивность потока энергии зависит от направления. Эту зависимость

устанавливает закон Ламберта: максимальное излучение  $E_n$  имеет место в направлении нормали к поверхности.

Количество энергии, излучаемой под углом  $\varphi$  к нормали,  $E_\varphi$  пропорционально косинусу угла  $\varphi$ :

$$E_\varphi = E_n \cos\varphi. \quad (2.26)$$

Анализ уравнения (2.26) показывает, что максимальное излучение наблюдается при направлении лучей перпендикулярно к поверхности ( $\varphi = 0$ ;  $\cos 0 = 1$ ); интенсивность излучения вдоль поверхности равна нулю ( $\varphi = 90$ ;  $\cos 90 = 0$ ).

### 2.3.3 Теплообмен излучением между твердыми телами

При расчете лучистого теплообмена обычно рассматривается 2 случая:

- теплообмен между двумя параллельными поверхностями;
- теплообмен между телами, когда одно из них находится внутри другого.

Рассмотрим **теплообмен между двумя параллельными поверхностями**. Возьмем две серые параллельные пластины, разделенные прозрачной средой. Размеры пластин значительно больше расстояния между ними, так что излучение одной из них будет полностью попадать на другую. Первая пластина излучает на вторую поток энергии; вторая пластина часть этого потока поглощает, а часть отражает обратно на первую, где снова первая пластина часть энергии поглощает и часть излучает обратно на вторую и т.д.

Для упрощения расчетов необходимо использовать понятие эффективного (фактического) лучистого потока излучения, а точнее плотности интегрального излучения (Еэф):

$$\mathbf{E_{эф} = E + R E_{пад.}}$$

**Эффективное излучение** - это сумма собственного и отраженного потоков энергии, испускаемых поверхностью данного тела. Оно зависит не только от физических свойств и температуры данного тела, но и от физических свойств, температуры и спектра излучения других окружающих тел. Кроме того, он зависит от формы, размеров и относительного расположения тел в пространстве.

Используя понятие эффективного излучения, легко определить плотность лучистого потока между параллельными поверхностями:

$$q = C_{пр} \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (2.27)$$

где  $C_{пр} = \frac{1}{1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_s}$  - приведенный коэффициент излучения, а  $C_1, C_2, C_s$ - коэффициенты излучения 1-го, 2-го и абсолютно черного тела.

Вместо приведенного коэффициента излучения в расчетах можно применять приведенный коэффициент черноты системы тел ( $\epsilon$ ):

$$\mathbf{C_{пр} = \epsilon_{пр} C_s.}$$

В этом случае уравнение (2.27) имеет вид

$$q = \frac{C_s \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_2 - 1}.$$

Полный тепловой поток соответственно равен:



$$Q = \frac{F \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_s} = \frac{C_s F \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1}.$$

Полный поток теплоты, передаваемой излучением от горячего тела более холодному, пропорционален поверхности тела, приведенному коэффициенту теплового излучения системы и разности четвертых степеней абсолютных температур тел.

Рассмотрим **теплообмен между телами**, когда одно из них (площадь поверхности  $F_1$ ) находится внутри другого (площадь поверхности  $F_2$ ). В этом случае часть излучения 2-й поверхности попадает на 1-ю поверхность; оставшаяся энергия воспринимается самой же поверхностью. Количество излученной внутренним телом внешнему телу теплоты можно определить по предыдущему уравнению, если вместо  $F$  подставить поверхность меньшего тела  $F_1$ , а приведенный коэффициент черноты системы определить по формуле

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{1/\varepsilon_1 + F_1/F_2(1/\varepsilon_2 - 1)}$$

или приведенный коэффициент излучения системы:

$$C_{np} = \frac{1}{1/C_1 + F_1/F_2(1/C_2 - 1/C_s)}.$$

Таким образом, полный поток теплоты можно определить следующим образом:

$$Q = \frac{F_1 \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{1/C_1 + F_1/F_2(1/C_2 - 1/C_s)} = \frac{C_s F_1 \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{1/\varepsilon_1 + F_1/F_2(1/\varepsilon_2 - 1)}.$$

Если 1-я поверхность мала по сравнению со 2-й поверхностью, то выражение  $F_1/F_2$  приближается к нулю, а уравнение теплообмена принимает вид:

$$Q = C_1 F_1 \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Теплообмен между двумя произвольно расположенными телами может быть рассчитан по формуле

$$Q = \varphi \varepsilon_{np} C_s F [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4],$$

где  $\varphi$  - коэффициент облученности тела, учитывающий долю излучения первого тела, которая воспринимается вторым (приводятся в справочниках). Если все излучение одного тела попадает на другое, то  $\varphi = 1$ .

В приближенных расчетах величину приведенного коэффициента степени черноты ( $\varepsilon_{np}$ ) допустимо рассчитывать по формуле

$$\varepsilon_{np} = \varepsilon_1 \varepsilon_2.$$

В различных областях техники довольно часто встречаются случаи, когда требуется уменьшить передачу теплоты потоком излучения. В этом случае используют установку **экранов**. Обычно экран представляет собой тонкий металлический лист с большой отражательной способностью.

Рассмотрим защитное действие экрана на примере. Две поверхности параллельны, причем  $T_1 > T_2$ . Площади поверхностей и экрана считаем одинаковыми. Допускаем, что коэффициенты излучения поверхностей и экрана равны между собой. Тогда приведенные коэффициенты излучения между поверхностями без экрана, между 1-ой поверхностью и экраном и 2-ой поверхностью и экраном равны между собой.

Определим: плотность лучистого потока, передаваемого от 1-й поверхности ко 2-й без экрана, [уравнение ( 2.27)] -

$$q_0 = C_{np} \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]; \quad (2.28)$$

плотность лучистого потока, передаваемого от 1-й поверхности к экрану -

$$q_1 = C_{np} \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{эк}}{100} \right)^4 \right];$$

плотность лучистого потока, передаваемого от экрана ко 2-й поверхности, -

$$q_2 = C_{\text{пр}} \left[ \left( \frac{T_{\text{эк}}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

При установившемся тепловом равновесии  $q_1 = q_2$ . Можно определить температуру экрана:

$$(T_{\text{эк}}/100)^4 = [(T_1/100)^4 + (T_2/100)^4]/2.$$

Подставляя температуру экрана, получаем:

$$q_{1-2} = C_{\text{пр}} \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] / 2. \quad (2.29)$$

Сравнивая уравнения (2.28) и (2.29) находим, что установка одного экрана уменьшает передачу теплоты излучением в 2 раза:

$$q_{1-2} = q_0 / 2.$$

#### 2.3.4 Излучение газов

Излучение газообразных тел резко отличается от излучения твердых и жидких тел. Рассмотрим эти **различия**.

Излучение твердых и жидких тел зависит, в первую очередь, от состояния поверхности тела, а газы излучают энергию по всему объему, т.е. все частицы газа принимают участие в излучении.

Одно- и двухатомные газы ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $Ar$ ,  $He$  и др.) обладают ничтожно малыми излучательной способностью и коэффициентом поглощения. Эти газы считаются прозрачными для тепловых лучей. Трех- и многоатомные газы ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $NO_2$ ,  $SO_2$  и др) обладают

значительной излучательной способностью, а следовательно, и коэффициентом поглощения.

В отличие от твердых тел газы излучают и поглощают энергию только на определенных длинах волн, т.е. излучение имеет селективный характер и спектр излучения несплошной (рис. 2.18). Это явление используют для определения состава газов.

Газы не подчиняются закону Стефана-Больцмана: их плотность излучения зависит от температуры не в 4-й степени, а во 2-й, 3-й и даже в дробной степени.

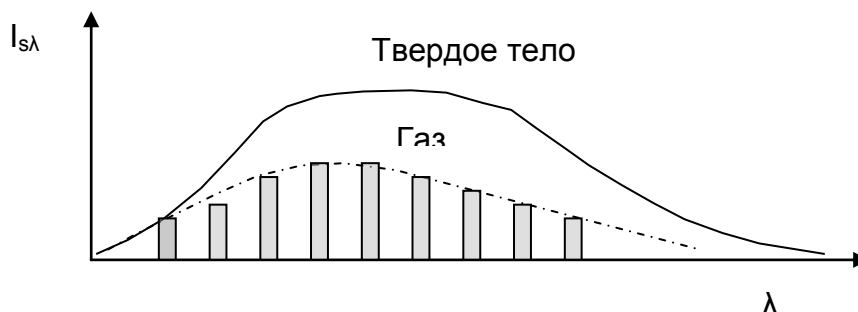


Рисунок 2.18 – Селективный характер излучения газов

Интенсивность излучения газов зависит от парциального давления газа и толщины газового слоя. Расчет теплообмена излучением между газом и стенками канала очень сложен и выполняется с помощью целого ряда графиков и таблиц. Более простой и вполне надежный метод расчета разработан Шаком, который предложил уравнения для поверхностной плотности лучистого потока газов в среде с температурой 0 К:

$$q_{CO_2} = 8.78 \sqrt[3]{PS} \left(\frac{T}{100}\right)^{3.5};$$

$$q_{H_2O} = 87.8 P^{0.8} S^{0.6} \left(\frac{T}{100}\right)^3,$$

где  $P$  – парциальное давление, МПа;

$S$  – средняя толщина слоя газа, м;

$T$  – средняя температура газов, К.

По этим же формулам вычисляется лучистый поток, поглощаемый газами от стенок канала, но подставляется средняя температура стенок канала.

Поверхностную плотность лучистого потока, воспринятого стенками канала в результате теплообмена излучением между газом и стенкой, находим из уравнения

$$q_{\text{изл}} = (q_{\text{г}} - q_{\text{ст}})\epsilon'_{\text{ст}},$$

где  $\epsilon'_{\text{ст}}$  – приведенная степень черноты стенки,

$$\epsilon'_{\text{ст}} = \frac{\epsilon_{\text{ст}} + 1}{2}.$$

Коэффициент теплоотдачи излучением определяется по формуле

$$\alpha_{\text{изл}} = \frac{q_{\text{изл}}}{T_{\text{г}} - T_{\text{ст}}},$$

где  $T_{\text{г}}$  и  $T_{\text{ст}}$  – абсолютная температура газа и стенки, К.

### 2.3.5 Сложный теплообмен

Разделение теплопереноса на теплопроводность, конвекцию и излучение очень удобно для изучения этих процессов. В действительности очень часто встречается сложный теплообмен, при котором теплота передается двумя или даже всеми тремя способами одновременно.

Наиболее распространенным случаем теплообмена является **теплоотдача от поверхности** к газу или от газа к поверхности. При этом теплота переносится конвекцией за счет контакта поверхности с омывающим ее газом и, кроме того, сама же поверхность излучает и

поглощает энергию, обмениваясь потоками излучения с газом и окружающими предметами. В этом случае суммарный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_{\text{изл}} .$$

Обычно считают, что конвекция и излучение не влияют друг на друга. Коэффициент теплоотдачи конвекцией считают по известным нам формулам, а под коэффициентом теплоотдачи излучением понимают отношение плотности теплового потока излучением к разности температур поверхности и газа. Как показывают расчеты, даже при низких температурах вклад излучения в теплообмен между поверхностью и газом может быть значительным, особенно при низкой интенсивности теплоотдачи конвекцией.

В ряде случаев одной из составляющих можно пренебречь. Например, с увеличением температуры резко возрастает тепловой поток излучением, поэтому в топках паровых котлов и печей, где скорости течения газов невелики, а температуры более  $1000^{\circ}\text{C}$ , можно пренебречь коэффициентом теплоотдачи конвекцией. И, наоборот, при теплообмене поверхности с потоком капельной жидкости преобладающим будет конвективный теплообмен, а излучением можно пренебречь.

Другой очень распространенный случай сложного теплообмена – **перенос теплоты от одного теплоносителя к другому через разделяющую их стенку**. Такой процесс называется теплопередачей, он объединяет все рассмотренные нами элементарные процессы.

Количественной характеристикой процесса теплообмена от газа к стенке (или наоборот) является суммарный коэффициент теплоотдачи:

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

где  $\alpha_k$  – коэффициент теплоотдачи, учитывающий передачу теплоты теплопроводностью и конвекцией движущейся среды, Вт/(м<sup>2</sup> К);

$\alpha_{\text{изл}}$  – коэффициент теплоотдачи, учитывающий передачу теплоты излучением, Вт/(м<sup>2</sup> К).

Тепловой поток в этом случае определяется:

$$Q = k F (t_1 - t_2),$$

где  $k$  – коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup> К).

Важно подчеркнуть, что коэффициент теплопередачи никогда не может быть больше  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\lambda/\delta$ . Сильнее всего он зависит от наименьшего из этих значений, оставаясь всегда меньше его.

Для **интенсификации процесса** переноса теплоты через стенку нужно: 1) увеличить перепад температур между теплоносителями; 2) уменьшить термическое сопротивление теплопередачи, т.е. увеличить коэффициенты теплоотдачи и теплопроводности и уменьшить толщину стенки. Однако, прежде чем выбирать методы воздействия на процесс теплопередачи, необходимо установить вклад отдельных составляющих и увеличить меньшую из них.

### 2.3.6 Вопросы для самоконтроля

- 1 Охарактеризовать основные законы излучения.
- 2 В чем заключается принцип расчета процесса излучения между твердыми телами?
- 3 Перечислить основные особенности излучения газов.
- 4 Каким образом рассчитывают процессы сложного теплообмена?

## 2.4 Теплообменные аппараты

## 2.4.1 Классификация теплообменных аппаратов

**Теплообменный аппарат** (теплообменник) – это устройство, предназначенное для нагревания или охлаждения материального потока. Чаще всего в этих аппаратах осуществляется передача теплоты от одного теплоносителя к другому, т.е. нагревание одного потока происходит за счет охлаждения другого. Исключение составляют теплообменники с внутренними тепловыделениями – это разного рода электронагреватели и реакторы.

**По принципу работы** теплообменные аппараты делят:

- регенеративные;
- смесительные;
- рекуперативные.

В **регенеративных** аппаратах горячий теплоноситель отдает свою теплоту аккумулирующему устройству, которое, в свою очередь, отдает свою теплоту холодному теплоносителю, т.е. одна и та же поверхность нагрева омывается то горячим, то холодным теплоносителем.

В **смесительных** аппаратах передача теплоты происходит при непосредственном смешении обоих теплоносителей, например в смешивающих конденсаторах.

Особенно широкое развитие во всех областях техники получили **рекуперативные** аппараты, в которых теплота от горячего к холодному теплоносителю передается через разделяющую стенку (например – трубчатый теплообменник). Такие аппараты мы рассмотрим подробнее.

Теплообменные аппараты могут иметь самые разнообразные назначения – паровые котлы, конденсаторы, пароперегреватели,



приборы центрального отопления и т.д. Теплообменные аппараты значительно отличаются друг от друга по своим формам и размерам, по применяемым в них рабочим телам. Несмотря на большое разнообразие теплообменных аппаратов, основные положения теплового расчета для них остаются общими.

В теплообменных аппаратах движение теплоносителей осуществляется по 3 основным схемам:

- **прямоток** – направление движения горячего и холодного теплоносителей совпадают;
- **противоток** – направление движения теплоносителей противоположны;
- **поперечный ток** – направление потока горячего теплоносителя перпендикулярно движению холодного.

Кроме этих применяют и более сложные схемы движения, включающие в себя все три основные схемы.

Выбор того или иного типа теплообменника в каждом конкретном случае должен быть обоснован технико-экономическими расчетами, поскольку каждый из них имеет свои достоинства и недостатки.

#### 2.4.2 Основные положения теплового расчета

При проектировании новых аппаратов целью теплового расчета является определение площади поверхности теплообмена или конечных температур рабочих тел.

Основными расчетными **уравнениями теплообмена** являются уравнения теплоотдачи и уравнение теплового баланса:

$$Q = \kappa F (t_1 - t_2), \quad (2.30)$$

где  $Q$  – тепловой поток, Вт;

$\kappa$  – средний коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup> К);

$F$  – площадь поверхности теплообмена в аппарате,  $m^2$ ;

$t_1, t_2$  – температуры горячего и холодного теплоносителей,  $^{\circ}C$ .

$$Q = G_1 C_1 \Delta t_1 = G_2 C_2 \Delta t_2, \quad (2.31)$$

где  $G_1, G_2$  - массовый расход,  $kg/c$ ;

$C_1, C_2$  – теплоемкость теплоносителей,  $Dж / (кг K)$ ;

$\Delta t_1, \Delta t_2$  – перепад температуры теплоносителей,  $^{\circ}C$ .

При выводе основного уравнения теплопередачи принималось, что температуры теплоносителей в теплообменном аппарате не изменяются. В действительности они изменяются, причем на изменение температур большое влияние оказывает схема движения теплоносителей. Для учета этого изменения ввели величину **«температурный напор»**.

Если температура теплоносителей изменяется по линейному закону, то средний температурный напор в аппарате равен разности среднеарифметических величин:

$$\Delta t_{cp} = \frac{t_1' + t_1''}{2} - \frac{t_2' + t_2''}{2}, \quad (2.32)$$

где  $t_1', t_2'$  - температуры теплоносителей на входе из аппарата,  $^{\circ}C$ ;

$t_1'', t_2''$  - температуры теплоносителей на выходе из аппарата,  $^{\circ}C$ .

Однако температуры меняются не по линейному закону и данная форма применима только при небольших изменениях температуры обоих теплоносителей (для приближенных расчетов).

Точное значение среднего перепада температур можно определить по следующей формуле:

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{m}}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{m}}}, \quad (2.33)$$

где  $\Delta t_{\bar{o}}$  и  $\Delta t_{\bar{m}}$  - перепады температур между теплоносителями на концах теплообменника. Для исключения ошибок при расчете температурного напора  $\Delta t_{cp}$  необходимо нарисовать график изменения температуры по длине теплообменника, затем рассчитать разность температур на концах теплообменника, выявить большую и меньшую разность, а потом рассчитывать  $\Delta t_{cp}$ .

В случае, когда  $\Delta t_{\bar{o}} / \Delta t_{\bar{m}} > 2$ , средний перепад температур определяют как среднеарифметическое значение:

$$\Delta t_{cp} = 0.5(\Delta t_{\bar{o}} + \Delta t_{\bar{m}}).$$

Уравнение теплоотдачи (2.30) с учетом вышесказанного имеет вид

$$Q^* = kF\Delta t_{cp}.$$

На практике чаще используют противоточные схемы движения, поскольку при одинаковых температурах входящих и выходящих теплоносителей температурный напор при противотоке всегда больше, чем при прямотоке. Это означает, что при передаче одного и того же теплового потока при противоточной схеме потребуется теплообменник меньшей площади. Еще одно преимущество противоточного теплообменника заключается в том, что холодный теплоноситель в нем можно нагреть до температуры более высокой, чем температура греющего теплоносителя на выходе, что в прямоточном теплообменнике сделать невозможно.

### **Виды теплового расчета теплообменников**

Наиболее простым является конструктивный расчет теплообменника, при котором известны начальные и конечные параметры теплоносителей и необходимо рассчитать поверхность теплообмена, т.е. фактически сконструировать теплообменник.

Порядок проведения конструктивного расчета:

- из балансового уравнения определяют тепловой поток  $Q^*$ ;
- по рекомендациям специальной литературы задаются скоростями течения теплоносителей и конструктивными особенностями теплообменника ( $d$ , проходные сечения);
- рассчитывают коэффициенты теплоотдачи;
- определяют температурный напор;
- находят площадь теплообменника;
- по известной площади рассчитывают длину трубок теплообменника.

При **проверочном** расчете известны конструкция теплообменника и начальные параметры теплоносителей. Необходимо рассчитать конечные параметры, т.е. проверить пригодность теплообменника для имеющихся условий. Это более сложный расчет, т.к. в самом его начале необходимо знать конечные температуры теплоносителей, поскольку они входят в уравнение теплового баланса и в уравнение теплоотдачи. Часто используют метод последовательных приближений, при этом расчеты лучше проводить на ЭВМ.

### 2.4.3 Вопросы для самоконтроля

- 1 По каким признакам классифицируют теплообменную аппаратуру?
- 2 Чем определяется выбор типа теплообменника?
- 3 Охарактеризовать основные схемы движения теплоносителей в теплообменнике.
- 4 Какие уравнения лежат в основе расчетов теплообменников?
- 5 Что такое температурный напор и как его рассчитать?

### 3 Прикладная термодинамика

#### 3.1 Компрессоры

##### 3.1.1 Общие сведения

**Компрессорами** называются устройства для сжатия и перемещения газов. По назначению компрессоры подразделяются:

- воздушные (компрессоры общего назначения);
- газовые.

Наибольшее распространение получили **воздушные** компрессоры, они вырабатывают сжатый воздух давлением до 5 МПа, который широко применяется в промышленности. Например: в металлургии сжатый воздух используют в качестве дутья для доменных и мартеновских печей, вагранок, нагревательных и термических печей. Сжатый воздух как энергоноситель используется для привода пневмомеханизмов, молотов, трамбовок, вибраторов, обрубных молотов, пневмоподъемников и т.д. Воздух широко используется для транспортировки сыпучих тел, для перемешивания материалов, для сепарации пыли и других процессов.

По принципу действия различают: поршневые (объемные) компрессоры и турбокомпрессоры. В поршневых машинах повышение давления происходит вследствие уменьшения объема замкнутого пространства, в котором находится газ, за счет перемещения стенки (например, поршня в цилиндре). При сжатии газ практически неподвижен, силы инерции в нем не проявляются

(статическое сжатие). Характерная особенность – периодичность рабочего процесса.

В турбокомпрессорах сжатие происходит вследствие использования сил инерции потока газа. Преобразование энергии можно условно расчленить на два этапа: на 1-м этапе газу сообщается кинетическая энергия, на 2-м этапе поток газа тормозится и его кинетическая энергия преобразуется в потенциальную. Оба этапа могут совершаться и одновременно. Характерная особенность – непрерывность рабочего процесса.

По направлению движения потоков различают центробежные и осевые турбокомпрессоры. В центробежных машинах поток движется радиально (от центра к периферии вращающегося рабочего колеса), а в осевых машинах поток параллелен оси вращения рабочего колеса.

По степени повышения давления турбокомпрессоры подразделяются:

- **вентиляторы** (степень повышения давления рабочего тела  $x = P_2/P_1 \leq 1.15$ );
- **нагнетатели** или газодувки ( $x > 1.15$  при отсутствии охлаждения);
- **собственно компрессоры** ( $x > 1.15$  при наличии охлаждения).

Основными **параметрами** компрессора являются :

- давление газа на входе компрессора –  $P_1$ , Па;
- давление газа на выходе компрессора –  $P_2$ , Па;
- степень повышения давления –  $x = P_2/P_1$ ;
- производительность компрессора –  $V$ , м<sup>3</sup>/с (производительность определяется объемом газа, который поступает в компрессор с давлением  $P_1$ ).

Несмотря на различие принципов сжатия газов в компрессорах и их конструктивные отличия, **термодинамика процессов сжатия** в них одинакова для любых типов машин. Процессы в компрессорах описываются одними и теми же уравнениями. Поэтому для анализа процессов, протекающих в машине для сжатия газов, рассмотрим работу наиболее простого одноступенчатого поршневого компрессора, в котором все явления хорошо изучены и являются наглядными.

### 3.1.2 Поршневой компрессор

Одноступенчатый поршневой компрессор состоит (рис 3.1) из цилиндра 1 с пустотелыми стенками, в которых циркулирует охлаждающая вода, и поршня 2, связанного кривошипно-ползунным механизмом с электродвигателем или другим источником механической работы. В крышке цилиндра в специальных коробках помещаются два клапана: всасывающий 3 и нагнетательный 4, открывающиеся автоматически под действием изменения давления в цилиндре.

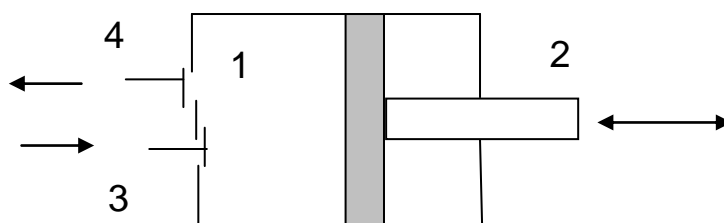


Рисунок 3.1 – Одноступенчатый поршневой компрессор

Рабочий процесс компрессора совершается за 2 хода поршня. При ходе поршня вправо открывается всасывающий клапан и в цилиндр поступает рабочее тело – газ. При обратном движении поршня всасывающий клапан закрывается, происходит сжатие газа до заданного давления и нагнетание его в резервуар, из которого

сжатый газ направляется потребителю. После этого наступает повторение указанных процессов.

Рассмотрим процесс на  $PV$ -диаграмме (рис. 3.2).

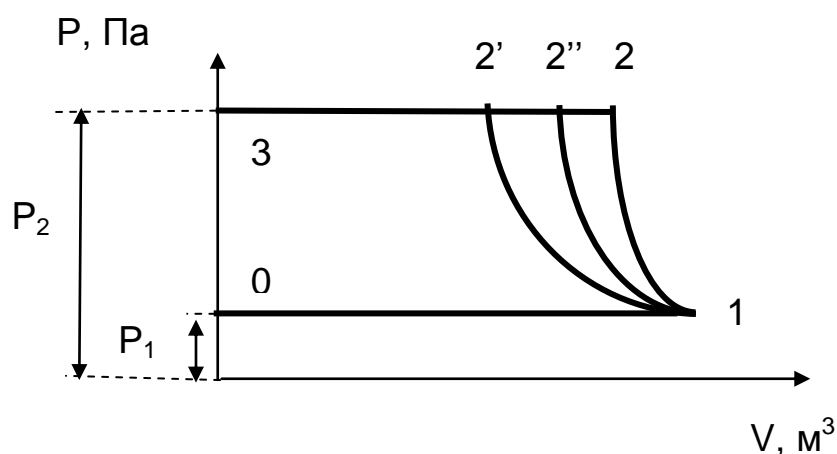


Рисунок 3.2 – Цикл одноступенчатого компрессора

При движении поршня слева направо открывается всасывающий клапан 3 и происходит наполнение цилиндра газом при постоянном давлении  $P_1$ . Этот процесс изображается на диаграмме линией 01 – линией всасывания. При обратном движении поршня справа налево всасывающий клапан 3 закрывается, происходит сжатие газа. При достижении заданного давления весь сжатый газ выталкивается из цилиндра 1 при постоянном давлении через открывшийся нагнетательный клапан 4 в резервуар для хранения или на производство. Кривая 12 характеризует процесс сжатия. Линия 23 называется линией нагнетания. Следует отметить, что линии всасывания 01 и нагнетания 23 не изображают термодинамические процессы, т.к. состояние рабочего тела в них остается неизменным, а меняется только его количество. В начале следующего хода поршня слева направо нагнетательный клапан закрывается, давление в цилиндре  $P_2$  теоретически мгновенно падает до  $P_1$ , открывается всасывающий клапан и далее повторяется весь рабочий процесс сжатия газа.

Сжатие газа может происходить **3 путями**: по изотерме (1–2'), по адиабате (1–2''), по политропе (1–2).



Работа на PV-диаграмме равна площади. По диаграмме (см. рис. 3.2) наглядно видно, что при сравнении площадей при разных способах сжатия наименьшей работа сжатия будет для **изотермического** процесса. Это широко используют в реальных компрессорах – для снижения энергетических затрат охлаждают корпус цилиндра водой или воздухом. Охлаждение дает возможность сжимать газ до более высоких давлений.

Действительная (реальная) диаграмма одноступенчатого компрессора (рис. 3.3) отличается от теоретической. Отличие, прежде всего, заключается в наличии потерь при дросселировании во всасывающем и нагнетательном клапанах. Вследствие этого всасывание происходит при давлении газа в цилиндре, меньшем давления среды, из которой происходит всасывание, а нагнетание происходит при давлении, большем давления в нагнетательном трубопроводе. Эти потери возрастают с увеличением частоты вращения компрессора.

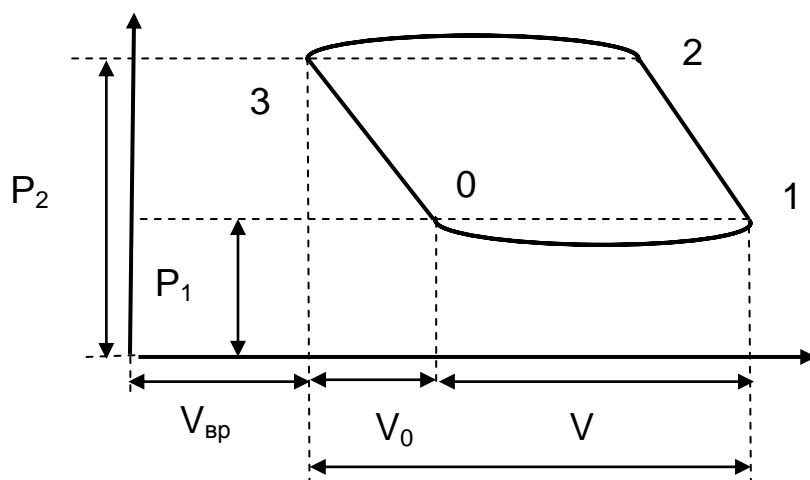


Рисунок 3.3 – PV –диаграмма  $V_n$  ного компрессора

Кроме того, в реальном компрессоре между крышкой цилиндра и поршнем в его крайнем положении при выталкивании сжатого газа, чтобы не сломать клапан и крышку цилиндра, оставляют некоторый свободный объем, называемый вредным пространством. Объем вредного пространства обычно составляет 4-10% от

рабочего объема цилиндра компрессора  $V_n$ . По окончании нагнетания сжатого газа (линия 23) некоторое его количество остается во вредном пространстве цилиндра и занимает объем  $V_{вр}$ . При обратном ходе поршня вначале оставшийся газ расширяется до  $V_0$  и всасывание новой порции газа начинается только тогда, когда давление газа упадет до давления всасывания или до давления той среды, откуда поступает газ. Процесс расширения остаточного газа изображается линией 30. при этом всасывание газа в цилиндр начинается только в точке 0 и в цилиндр поступает свежий газ, объем которого  $V = V_n - V_0$ . Вредное пространство уменьшает количество засасываемого газа и тем самым уменьшает производительность компрессора. Отношение  $V / V_0$  называют **объемным коэффициентом полезного действия**:

$$\eta_{об} = \frac{V}{V_n} \cdot 100\% .$$

Объемный КПД уменьшается с увеличением вредного пространства. При неизменном объеме вредного пространства с повышением давления сжатия объемный КПД и производительность компрессора также уменьшаются и в пределе объемный КПД превращается в нуль.

При сжатии газа повышается его температура, поэтому степень повышения давления ограничивается 8. Если степень повышения давления равна 10, температура газа достигает 300°C, что превышает температуру самовозгорания масел, применяемых для снижения трения поршня о стенки цилиндра.

Для получения газа высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры, в которых сжатие газа осуществляют в нескольких последовательно соединенных

цилиндрах с промежуточным охлаждением газа после каждого сжатия. Это позволяет приблизить процесс сжатия до изотермического и, следовательно, уменьшить работу на сжатие. Степени повышения давления на каждой ступени выбирают одинаковыми для стабилизации работы компрессора.

### 3.1.3 Вопросы для самоконтроля

- 1 Охарактеризуйте область применения компрессоров.
- 2 По какому признаку классифицируют компрессоры?
- 3 В чем заключается принцип работы одноступенчатого поршневого компрессора? Какой режим сжатия более экономичный?
- 4 Охарактеризуйте отличия PV-диаграммы реального и идеального компрессора.
- 5 Чем ограничивается степень сжатия газа в компрессоре?

## 3.2 Циклы газотурбинных установок

### 3.2.1 Газотурбинные установки

Источниками механической работы могут быть двигатели внутреннего сгорания (ДВС), газотурбинные (ГТУ) и паротурбинные (ПТУ) установки. Газотурбинные установки занимают промежуточное место по мощности между ДВС и ПТУ. Газотурбинные установки широко используются в авиации, в металлургии, на газокompрессорных станциях.

Основные **преимущества** газотурбинных установок перед паротурбинными установками: отсутствие устройств для приготовления воды и пара; значительно меньшие размеры

установки; быстрый запуск установки; меньшие затраты при эксплуатации установки.

**Недостатками** газотурбинных установок являются меньший срок службы газовой турбины (температура газа  $1000^{\circ}\text{C}$  и более) и меньшая единичная мощность (максимальная мощность ГТУ – 150 тыс. кВт, ПТУ – 1 млн. кВт).

**Преимущества** ГТУ перед поршневыми двигателями: относительно малая масса и небольшие габариты; большая единичная мощность; отсутствие деталей с возвратно-поступательным движением.

В газотурбинных установках **рабочим телом** являются продукты сгорания жидкого или газообразного топлива. Рабочее тело, имеющее высокие температуру и давление, из камеры сгорания направляется в сопло, в котором оно расширяется, и с большей скоростью поступает на лопатки газовой турбины, где используется его кинетическая энергия для получения механической работы.

Используют газотурбинные установки 2 видов: установки с подводом теплоты при постоянном давлении и установки с подводом теплоты при постоянном объеме.

### **3.2.2 Циклы ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении**

Рассмотрим принцип работы простейшей газотурбинной установки со сгоранием топлива при  $P = \text{const}$  (рис. 3.4). В компрессоре 2 воздух сжимается и подается в камеру сгорания 1. Насосом 3 в камеру сгорания 1 подается жидкое топливо, которое распыляется с помощью специальных форсунок. Смесь воздуха и топлива зажигается электрическим разрядом и постоянно сгорает. Продукты сгорания при  $P = \text{const}$  поступают в реактивное сопло 4, где расширяются. Из сопла продукты сгорания поступают на лопатки

газовой турбины 5, а затем выбрасываются в атмосферу. Исполнительным органом является генератор 6, который вырабатывает электроэнергию.

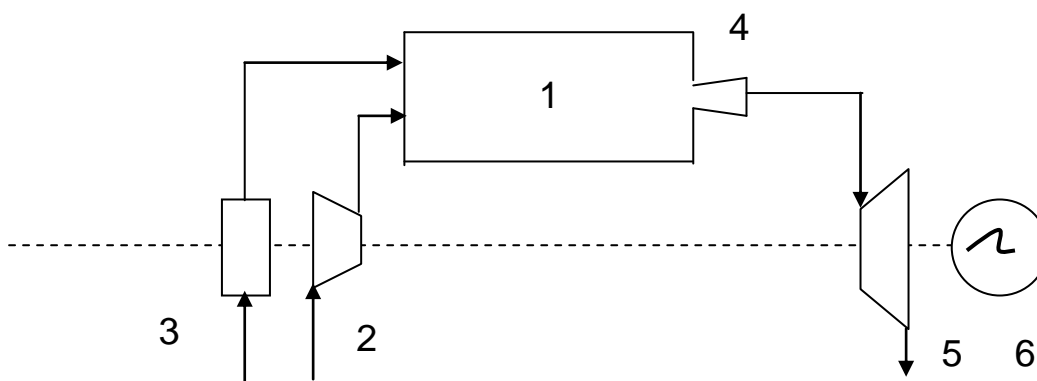


Рисунок 3.4 – Схема ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении

Рассмотрим цикл установки на PV- диаграмме (рис. 3.5).

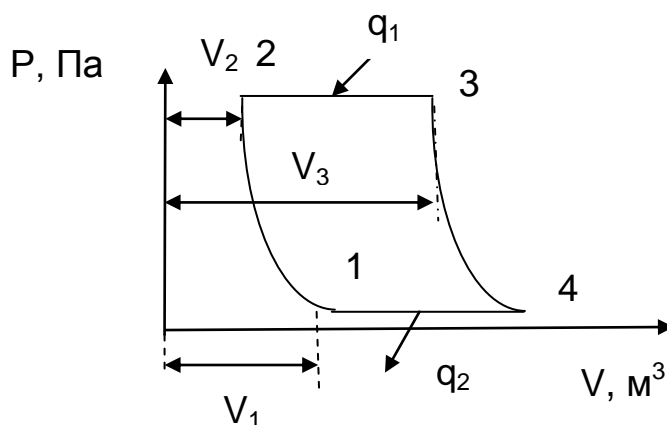


Рис. 3.5 – PV-диаграмма цикла ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении

На диаграмме изображено: 12 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре; 23 – изобарное подведение тепла  $q_1$  к рабочему телу за счет сжигания топлива; 34 - адиабатное расширение продуктов сгорания на лопатках турбины и выполнение полезной работы; 41 – изобарный выброс отработанных газов, при этом от рабочего тела

отводится тепло  $q_2$ .

Основными **характеристиками** установки являются:

- степень повышения давления в компрессоре

$$\beta = \frac{P_2}{P_1};$$

- степень предварительного расширения рабочего тела (степень изобарного расширения)

$$\rho = \frac{V_3}{V_2};$$

- коэффициент полезного действия

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} .$$

Определим величины  $q_1$  и  $q_2$  через параметры рабочего тела:

$$q_1 = C_p (T_3 - T_2); \quad q_2 = C_p (T_4 - T_1) .$$

Подставим полученные величины в выражение для термического КПД:

$$\eta_t = 1 - \frac{C_p (T_4 - T_1)}{C_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} .$$

Анализ полученного уравнения показывает **пути повышения КПД**: получать более высокую температуру сгорания топлива (температура ограничивается свойствами материала лопаток, жаростойкостью материала) или уменьшать разность при выбросе отработанных газов в атмосферу.

Установлено также, что КПД зависит от степени повышения давления в компрессоре и показателя адиабаты:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k}{k-1}}} .$$

Рассмотрим цикл установки на TS- диаграмме (рис. 3.6).

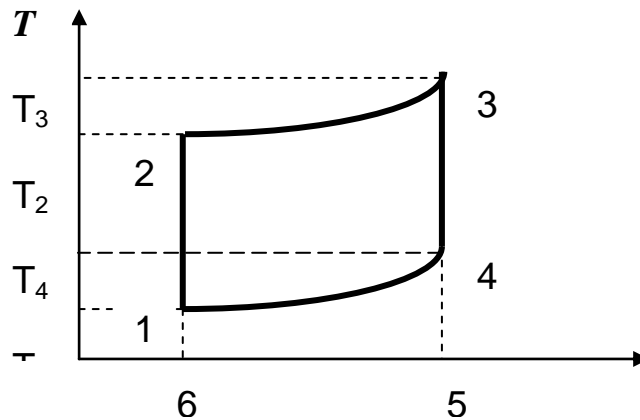


Рисунок 3.6 - TS-диаграмма цикла ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении

Обозначение процессов на рис. 3.6 аналогично приведенному на рис. 3.5:12 – адиабатное сжатие; 23 – изобарное подведение тепла; 34 – адиабатное расширение ; 41 – изобарный выброс газов.

Площадь, ограниченная линией процесса и крайними ординатами, на TS-диаграмме эквивалентна теплоте – количество подведенной теплоты соответствует площади 62356, а отведенной – площади 61456. На диаграмме легко можно показать, что при увеличении давления повышается температура воздуха и тогда увеличивается количество полезной теплоты.

### 3.2.3 Циклы ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме

Для осуществления такого цикла необходимо к предыдущей установке добавить емкость - ресивер (сосуд большой вместительности для выравнивания давления; с его помощью поддерживается постоянное давление воздуха). Кроме этого изменяется конструкция камеры сгорания, где устанавливается клапан, который периодически выпускает продукты сгорания.

Рассмотрим принцип работы. В компрессоре воздух сжимается и поступает в ресивер. С помощью клапана сжатый воздух

периодически подается в камеру сгорания. Насос подает через клапан топливо в камеру сгорания. Клапан в камере сгорания во время подачи воздуха и топлива закрыт. Поэтому смесь воздуха и топлива сжигается при постоянном объеме. Воспламенение происходит от электрической искры. После сгорания смеси температура и давление продуктов сгорания увеличиваются и открывается клапан. Определенная порция продуктов сгорания через сопло подается на газовую турбину. Потом цикл повторяется.

Рассмотрим цикл на PV-диаграмме (рис. 3.7). На диаграмме: 12 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре; 23 – изохорное подведение тепла к камере сгорания; 34 – адиабатное расширение продуктов сгорания в газовой турбине и выполнение полезной работы; 41 – линия изобарного выброса отработанных газов и отведение тепла в окружающую среду.

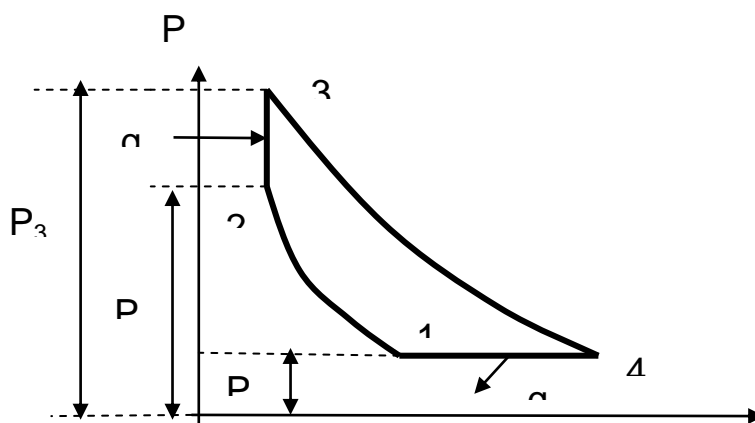


Рисунок 3.7 – PV-диаграмма цикла ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме

#### Характеристики цикла:

- 1) степень повышения давления  $\beta = P_1/P_2$ ;
- 2) степень добавочного повышения давления  $\lambda = P_3/P_2$ ;
- 3) термический коэффициент полезного действия



$$\eta_i = 1 - \frac{C_p(T_4 - T_1)}{C_p(T_3 - T_2)} = 1 - k \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2},$$

где  $k$  – показатель адиабаты.

**Термический КПД** такого цикла зависит от степени повышения давления  $\beta$  и степени добавочного повышения давления  $\lambda$ : он увеличивается с возрастанием этих величин.

Рассмотрим цикл на TS-диаграмме (рис.3.8) и сравним его с циклом с подводом теплоты при  $P = \text{const}$ . При сравнении циклов целесообразно исходить из одинаковых максимальной температуры цикла и степени повышения давления в компрессоре.

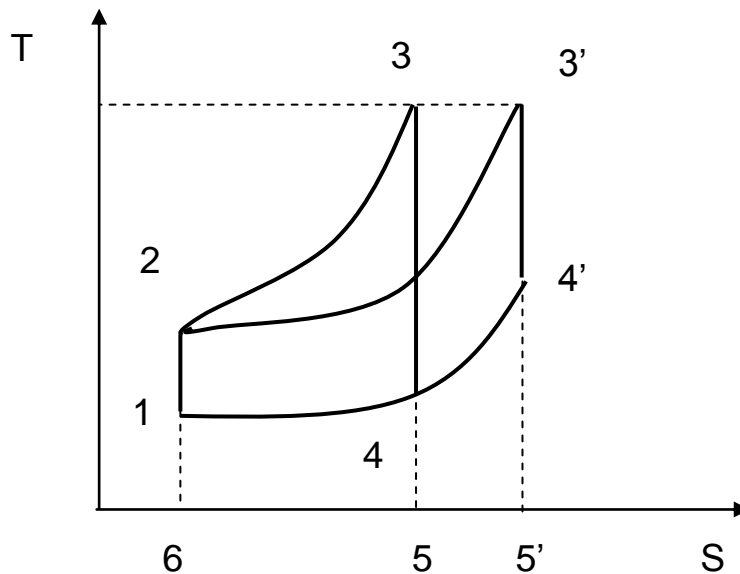


Рисунок 3.8 – TS-диаграмма цикла ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме

На диаграмме изображены цикл 12341 с подводом теплоты при  $V=\text{const}$  и цикл 123'4'1 с подводом теплоты при  $P=\text{const}$ :

12 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре;

23 – изохорное подведение теплоты ;

23' – изобарное подведение теплоты;

34 – выполнение полезной работы в установке с  $V = \text{const}$ ;  
3'4' – выполнение полезной работы в установке с  $P = \text{const}$ ;  
41 (4'1) – линия изобарного выброса отработанных газов.

Как видно из диаграммы, КПД цикла ГТУ с подводом теплоты при  $V=\text{const}$  выше, чем при  $P=\text{const}$  за счет относительно меньшего количества отведенной теплоты (14561 и 14'5'61) и относительно большего количества подведенной теплоты (23562 и 23'5'62).

В реальных условиях приходится учитывать сложность конструктивного выполнения цикла с подводом теплоты при  $V=\text{const}$ , а также понижение КПД турбины и компрессора, работающих с периодически меняющимися перепадами давлений. На практике поэтому оказался более приемлемым газотурбинный двигатель с подводом теплоты при  $P=\text{const}$  как конструктивно более простой.

### 3.2.4 Методы повышения КПД газотурбинных установок

Термический КПД ГТУ с подводом теплоты при  $P=\text{const}$  растет с увеличением степени повышения давления ( $\beta$ ). Однако с ростом  $\beta$  увеличивается и температура газов в конце сгорания топлива, в результате чего быстро разрушаются лопатки турбин и сопловые аппараты, охлаждение которых затруднительно. Для **увеличения КПД** ГТУ применяют регенерацию теплоты, многоступенчатое сжатие воздуха в компрессоре, многоступенчатое сгорание и т.д. Это дает значительный эффект и повышает в установках степень совершенства превращения теплоты в работу.

Рассмотрим применение **регенерации теплоты** в ГТУ с подводом теплоты при  $P = \text{const}$  (рис. 3.9). Сжатый воздух из компрессора 4 направляется в регенератор 5, где получает теплоту при  $P = \text{const}$  от газов, вышедших из камеры сгорания 1 через сопло 2 в турбину 3. Подогретый воздух из регенератора 5, а топливо из топливного насоса 6 через форсунки направляются в камеру сгорания 1.

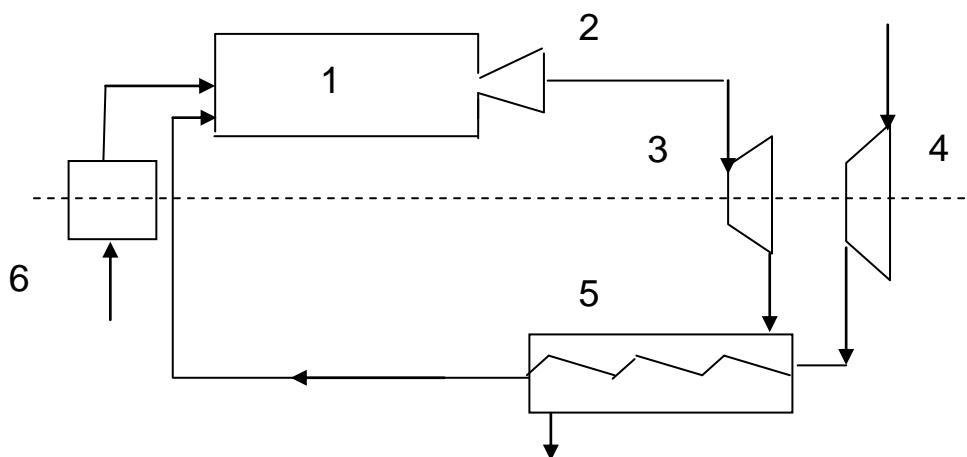


Рисунок 3.9 – Схема ГТУ с подводом теплоты при  $P=\text{const}$  и регенерацией

Идеальный цикл такой ГТУ на  $PV$ -диаграмме изображен на рис. 3.10, где 12 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре; 23 – изобарное подведение теплоты в регенераторе; 53 – подвод теплоты при  $P = \text{const}$  в камере сгорания; 34 – адиабатное расширение продуктов сгорания; 46 – изобарный отвод теплоты от газов в регенераторе; 61 - изобарный отвод теплоты от газов по выходе из регенератора (выхлоп отработанных газов в окружающую среду).

За счет использования тепла отработанных газов полезная работа в таких циклах увеличивается на площадь 25462.

**Термический коэффициент полезного действия** таких установок зависит от начальной температуры газа, от температуры газа в конце адиабатного расширения и от степени регенерации. Степень регенерации, в свою очередь, зависит от конструкции теплообменника, которая определяет величину рабочих поверхностей теплообмена.

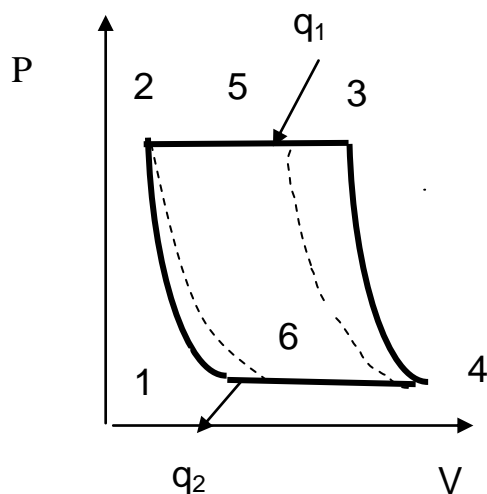
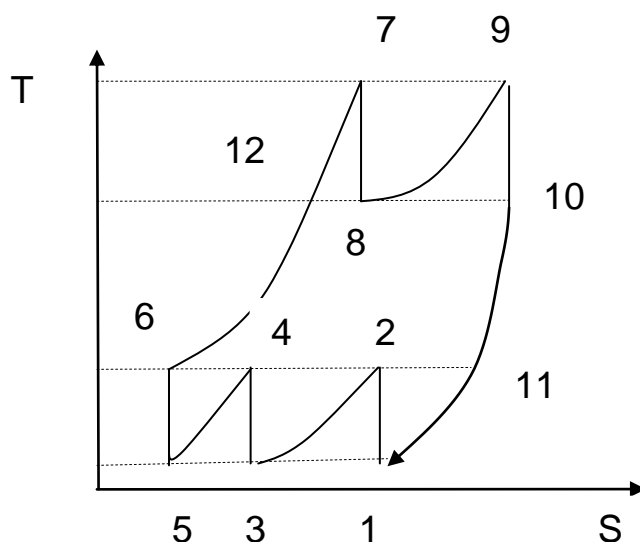


Рисунок 3.10 – PV-диаграмма ГТУ с подводом теплоты при  $P = \text{const}$  и регенерацией

Экономичность ГТУ можно повысить, осуществив **изотермический отвод и подвод теплоты**. На практике из-за конструктивных трудностей невозможно в полной мере осуществить изотермические процессы сжатия и подвода теплоты. Для приближения действительного процесса сжатия к изотермическому, в компрессорах применяют многоступенчатое сжатие с промежуточным охлаждением. Для приближения действительного процесса подвода теплоты к изотермическому применяют ступенчатое сгорание с расширением продуктов сгорания в отдельных ступенях турбины. Чем больше число ступеней расширения и сжатия, тем выше термический КПД. Но применение

большого количества камер сгорания и холодильников нецелесообразно, т.к. это в значительной степени усложняет конструкцию ГТУ и увеличивает потери от необратимости процессов. Обычно исходя из технико-экономических соображений ГТУ делают с **2-ступенчатым расширением и 3-ступенчатым сжатием**. В такой установке воздух последовательно сжимается в отдельных ступенях компрессора и охлаждается в промежуточных холодильниках. Сжатый до высокого давления воздух поступает в 1-ю камеру сгорания, где нагревается до максимальной температуры. После расширения в турбине газ поступает во 2-ю камеру сгорания, где вследствие сжигания топлива при  $P=\text{const}$  опять нагревается до предельной температуры. Затем продукты сгорания расширяются во 2-й турбине (или во 2-й ступени турбины) и выбрасываются в атмосферу. Если в ГТУ осуществляется цикл с регенерацией теплоты, то нагревание сжатого воздуха может быть произведено за счет охлаждения отработанных газов.

Рассмотрим идеальный цикл такой установки на TS-диаграмме (рис. 3.11).



### Рисунок 3.11 – TS-диаграмма схемы ГТУ с 3-ступенчатым сжатием и 2-ступенчатым расширением

Цикл состоит из следующих процессов: 1-2 – адиабатное сжатие в компрессоре, 1-я ступень; 2-3 – охлаждение в холодильнике при  $P=\text{const}$ ; 3-4 – адиабатное сжатие, 2-я ступень; 4-5 - охлаждение в холодильнике при  $P=\text{const}$ ; 5-6 - адиабатное сжатие в компрессоре, 3-я ступень; 6-12 – изобарный подвод теплоты в регенераторе; 12-7 – подвод теплоты при  $P = \text{const}$  в камере сгорания , 1-я ступень; 7-8 – адиабатное расширение продуктов сгорания в 1-й ступени турбины; 8-9 - подвод теплоты при  $P = \text{const}$  во 2-й камере сгорания ; 9-10 - адиабатное расширение продуктов сгорания во 2-й ступени турбины; 10-11 – изобарный отвод теплоты от газов в регенераторе и 11-1 - изобарный отвод теплоты от газов при выхлопе отработанных газов в окружающую среду.

Все действующие ГТУ работают по **разомкнутой схеме**, в которой продукты сгорания после работы на лопатках турбины выбрасываются в атмосферу. В этих схемах применяют жидкое или газообразное топливо, содержащее минимальное количество твердых частиц. При использовании твердых топлив ГТУ работают по **замкнутому процессу**, где рабочим телом является чистый воздух или другой газ, нагреваемый в поверхностных теплообменниках.

#### 3.2.5 Вопросы для самоконтроля

- 1 Охарактеризовать основные источники механической работы.
- 2 В чем заключается принцип работы газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении?
- 3 Как осуществляется цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме?

4 Охарактеризовать основные методы повышения коэффициента полезного действия газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении.

### 3.3 Циклы паротурбинных установок

#### 3.3.1 Общие сведения

Современная стационарная энергетика базируется в основном на **паротурбинных установках** (ПТУ). Продукты сгорания топлива в ПТУ являются лишь промежуточным теплоносителем (в отличие от ПТУ и ДВС), а рабочим теплом служит пар какой-либо жидкости, чаще всего **водяной пар**. Такие установки используются на тепловых электростанциях, мощность электрогенераторов на которых достигает 1200000 кВт.

Процесс получения работы в этих установках более сложный. Химическая энергия топлива при его сжигании превращается во внутреннюю энергию продуктов сгорания, которая затем в виде теплоты передаётся воде и пару, т.е. увеличивается кинетическая энергия рабочего тела. Затем кинетическая энергия пара преобразуется в механическую энергию паровой турбины, а дальше обычно - в электрическую энергию в электрогенераторе. ПТУ состоит как минимум из 9 блоков (рис. 3.12).

В паровом котле 1 за счёт теплоты продуктов сгорания вода при высоком давлении превращается в пар. Этот пар подсушивается в пароперегревателе 2, а затем перегревается (температура более 500<sup>0</sup>С). Перегретый пар совершает полезную работу, вращая паровую турбину 3. Турбина приводит в действие электрогенератор 4. Отработанный пар поступает в конденсатор 5, где отдаёт тепло

охлаждающей воде. Полученный конденсат конденсационным насосом 6 направляется в питательный бак 7. С помощью насоса 8 вода сжимается до давления, равного давлению в котле. В подогревателе 9 температура увеличивается до температуры кипения при данном давлении и вода подается в паровой котел.

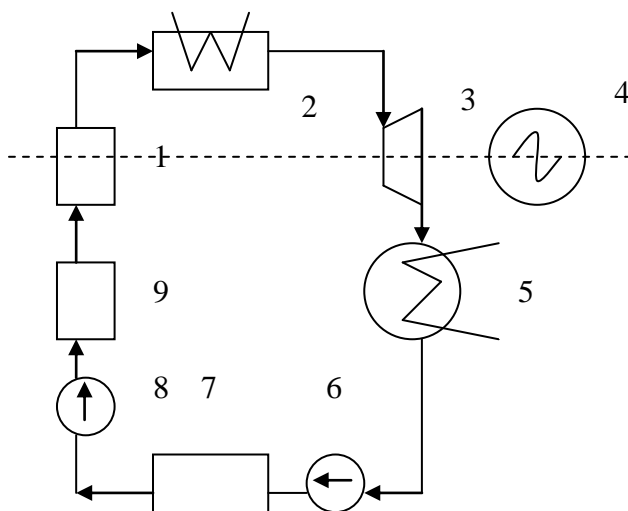


Рисунок 3.12 - Принципиальная схема ПТУ

Как известно, наиболее совершенным циклом является цикл Карно. Рассмотрим цикл Карно для паротурбинной установки.

### 3.3.2 Цикл Карно для паротурбинных установок

Цикл Карно обеспечивает максимальный коэффициент полезного действия. Рассмотрим цикл на  $PV$ -диаграмме (рис. 3.13). Точка 1 характеризует начальное состояние кипящей воды при давлении  $P_1$ . Воде при постоянном давлении и при постоянной температуре сообщается количество теплоты, равное теплоте парообразования. Полученный сухой насыщенный пар (точка 2) расширяется в паровой турбине; линия 23 - адиабатное расширение; точка 3 - влажный пар. Этот пар поступает в



конденсатор, где отдаёт тепло холодному теплоносителю, в результате чего степень сухости его понижается. Изотермы в области влажного пара являются одновременно и изобарами, поэтому процессы 12 и 34 протекают при постоянных давлениях  $p_1$  и  $p_2$ . Влажный пар с параметрами точки 4 сжимается в компрессоре по линии 41 до начального состояния и полностью превращается в кипящую воду.

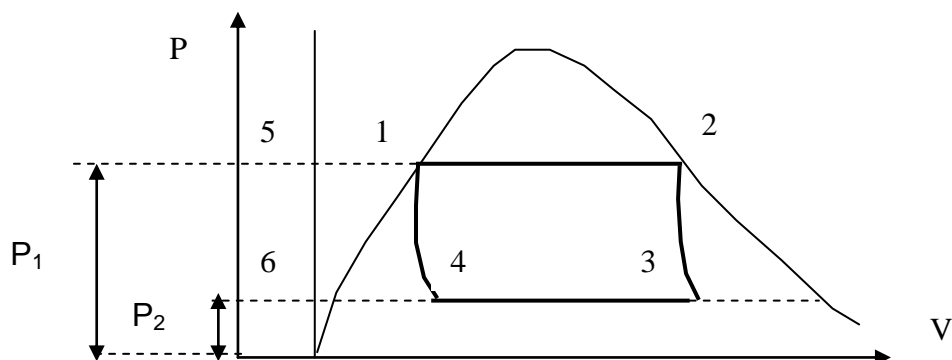


Рисунок 3.13 – Цикл Карно для ПТУ

Таким образом, для осуществления цикла Карно достаточно четырех блоков: парового котла, паровой турбины, конденсатора, компрессора. При этом необходимо выполнение **2 условий**: рабочим телом является сухой пар; отработанный пар полностью не конденсируется, а остается в виде влажного пара.

На практике осуществить цикл Карно не удастся. **Причиной** является очень большая работа сжатия влажного пара (площадь 14651 на рис. 3.13). Кроме того, невозможно сжать влажный пар из-за гидравлических ударов. Пар сжимается, а вода нет, поэтому в верхнем положении поршня компрессора будут осуществляться удары по крышке цилиндра, что приводит к разрушению компрессора.

### 3.3.3 Цикл Ренкина для ПТУ

За основной цикл в паротурбинной установке принят **идеальный цикл Ренкина**. В этом цикле осуществляется полная конденсация рабочего тела в конденсаторе, вследствие чего вместо громоздкого малоэффективного компрессора для подачи воды в котел применяют питательный водяной насос, который имеет малые габариты и высокий КПД. Кроме того, в цикле Ренкина возможно применение перегретого пара, что позволяет повысить температуру подвода теплоты и тем самым увеличить термический КПД цикла.

Для реализации этого цикла используют все **9 блоков**. Условия для реализации цикла:

1. Используется в качестве рабочего тела перегретый пар;
2. Отработанный пар полностью конденсируется, т.е. превращается в воду, кипящую при низком давлении.

Рассмотрим цикл Ренкина на  $PV$ -диаграмме (рис. 3.14).

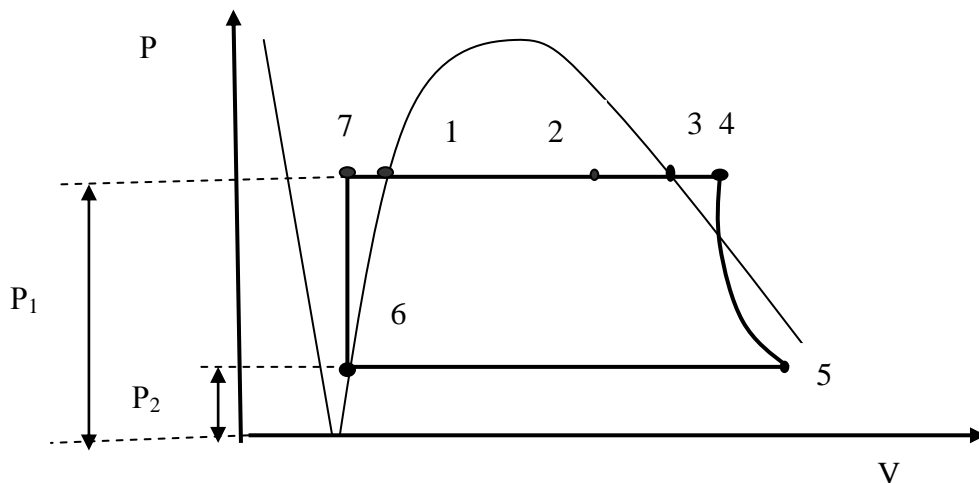


Рисунок 3.14 – Цикл Ренкина

На диаграмме изображено: 12 – превращение кипящей воды во влажный пар в паровом котле (процесс парообразования); 23 –

подсушивание пара в перегревателе (т.3 – сухой пар); 34 – перегрев пара в перегревателе при том же давлении  $P_1$  (т.4 – перегретый пар); 45 – перегретый пар совершает полезную работу на лопатках паровой турбины при адиабатном расширении; 56 – отработанный пар полностью превращается в воду, кипящую при низком давлении  $P_2$ , в конденсаторе (отдавая теплоту охлаждающей воде); 67 – вода сжимается до давления  $P_1$  насосом и 71 – нагревается от температуры в конденсаторе до температуры кипения. При этом повышением температуры воды при сжатии насосом пренебрегают.

Полезная работа пара в цикле Ренкина изображается на PV-диаграмме площадью 12345671. Термический КПД. цикла Ренкина определяется по уравнению

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(h_4 - h_7) - (h_5 - h_6)}{h_4 - h_7}.$$

Применение hS-диаграммы значительно облегчает расчеты процессов и циклов, так как все теплоты на диаграмме равны расстоянию по ординате между точками.

Коэффициент полезного действия таких ПТУ достигает 35%.

Для повышения КПД используют следующие методы:

1 Повышение давления перегретого пара (ограничения повышения давления определяются свойствами материала паропровода, т.е. его способностью выдерживать высокие давления пара).

2 Повышение температуры перегретого пара (максимальная температура ограничивается жаростойкостью материала паропровода и лопаток турбины).

3 Уменьшение давления отработанного пара в конденсаторе (ограничивается температурой воды, охлаждающей пар в конденсаторе).

### **3.3.4 Вопросы для самоконтроля**

1 В чем заключается принцип получения работы в паротурбинных установках?

2 Назовите причины невозможности осуществления цикла Карно в паротурбинной установке.

3 Охарактеризуйте цикл Ренкина и его особенности.

4 Перечислите основные методы повышения коэффициента полезного действия цикла Ренкина.

## **3.4 Двигатели внутреннего сгорания**

### **3.4.1 Общие сведения и классификация двигателей внутреннего сгорания**

Поршневым **двигателем внутреннего сгорания** (ДВС) называется машина, в рабочем цилиндре которой происходит сжигание топлива и преобразование теплоты в работу.

Все современные поршневые ДВС разделяются на **3 группы**:

- с быстрым сгоранием топлива при постоянном объеме (карбюраторные и газовые двигатели);

- с постепенным сгоранием топлива при постоянном давлении (компрессорные дизели);

- со смешанным сгоранием топлива частично при  $V=\text{const}$  и частично при  $P=\text{const}$  (бескомпрессорные дизели).

Другая классификация ДВС - **по способу воспламенения** горючей смеси: двигатели с вынужденным (принужденным)

зажиганием топлива и двигателя с зажиганием горючей смеси в атмосфере сжатого воздуха.

**По способу приготовления горючей смеси** различают двигатели с внешним (карбюраторы) и с внутренним приготовлением горючей смеси.

Кроме того, в зависимости от **топлива** различают двигатели, которые работают на жидком, газообразном и смешанном топливе.

Различают 2 типа поршневых ДВС: **четырёхтактные и двухтактные**. Такт – ход поршня от верхней точки до нижней. Все типы двигателей могут выполняться как 4-тактными, так и 2-тактными.

**Достоинствами** ДВС являются экономичность, малая металлоемкость, быстрота запуска, надежность и относительная долговечность. **Недостатком** является загрязнение окружающей среды – атмосферы вредными выбросами (сажа, оксиды азота, углеводороды, оксид углерода, альдегиды), которые составляют до 50% общего количества вредных выбросов. Кроме того, основная масса выбрасывается в местах с высокой концентрацией людей, причем выброс происходит на уровне человека (особенно детей) и газы не рассеиваются на большие расстояния.

Область применения: транспорт, на электростанциях для привода насосных установок, на нефте- и газоперерабатывающих и буровых установках, в сельском хозяйстве, на металлургических заводах (топливо - доменный и генераторный газ), в местах, не охваченных сетью электростанций (леспромхозы, геологоразведочные партии и д.р.). Мощность стационарных двигателей составляет от 20 до 3500 кВт (есть 20 МВт), а общая

мощность поршневых двигателей значительно превышает в настоящее время мощность всех электростанций.

### 3.4.2 Циклы двигателей с подводом теплоты при постоянном объеме

Основные элементы двигателя внутреннего сгорания - цилиндр и поршень, соединенный кривошипно-шатунным механизмом с внешним потребителем работы. Цилиндр монтируется в верхней части картера, а сверху закрывается крышкой, в которой установлены впускной и выпускной клапаны и электрическая свеча зажигания (в карбюраторном и газовом двигателях) или форсунка в дизеле. В картере монтируется коленчатый вал, кривошип которого подвижно соединен с шатуном. Шатун сочленен с поршнем. Кроме основных деталей есть ряд вспомогательных механизмов для подачи топлива, смазки, охлаждения и другие устройства.

Для двигателей с подводом теплоты при постоянном объеме применяют легкое топливо: бензин, газы (светильный или генераторный), спирты и др.

Рассмотрим работу этого типа двигателя на индикаторной диаграмме (рис. 3.15).

При движении поршня вниз за счет уменьшения давления в цилиндре происходит засасывание горючей смеси (топливо + воздух) в цилиндр: линия 01 – линия всасывания. При движении поршня вверх горючая смесь сжимается: линия 12 – линия сжатия.

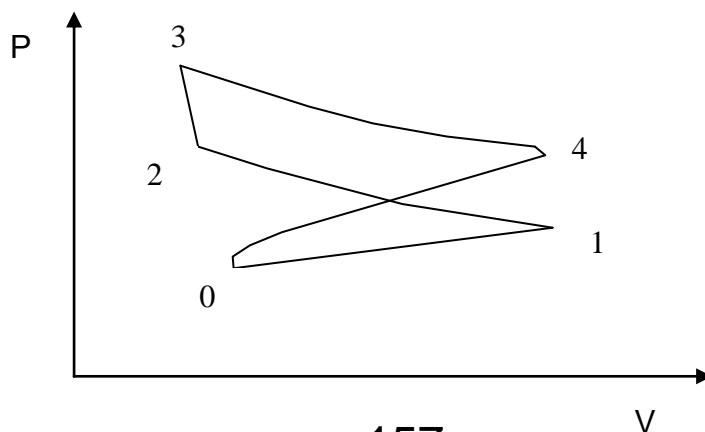
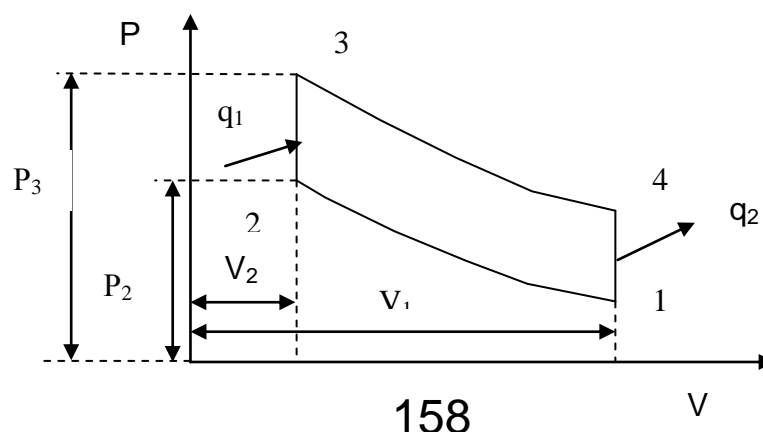


Рисунок 3.15 – Индикаторная диаграмма двигателя внутреннего сгорания

В точке 2, когда поршень еще немного не дошел до верхней мертвой точки, происходит воспламенение горючей смеси от электрической искры. Сгорание происходит почти мгновенно, т.е. практически при  $V=\text{const}$ : линия 23 – изохорное подведение теплоты. В результате сгорания температура и давление резко возрастают (точка 3), затем продукты сгорания расширяются, поршень перемещается в нижнее положение, а газы совершают полезную работу: линия 34 – расширение продуктов сгорания. В точке 4 открывается выхлопной клапан, давление в цилиндре падает почти до наружного и удаляются продукты сгорания: линия 40 – линия выхлопа. Далее цикл повторяется.

Рассмотренный рабочий процесс совершается за 4 хода поршня (такта). Такие двигатели называются четырехтактными.

Реальный цикл двигателя очень трудно анализировать из-за наличия трения, химических реакций в рабочем теле, конечных скоростей поршня, теплообмена. Поэтому термодинамика исследует **идеальный цикл ДВС**. В качестве рабочего тела принимают идеальных газ. Рассмотрим такой идеальный цикл двигателя на  $PV$ - диаграмме (рис. 3.16).



12 – адиабатное сжатие рабочего тела; 23 – изохорное подведение теплоты к рабочему телу; 34 – адиабатное расширение рабочего тела и совершение полезной работы; 41 – изохорное отведение теплоты от рабочего тела

Рисунок 3.16 – PV-диаграмма ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме

**Характеристиками** цикла являются степень сжатия  $\epsilon$ , степень повышения давления  $\lambda$ , термический КПД –  $\eta_t$ :

$$\epsilon = V_1 / V_2; \quad \lambda = P_3 / P_2;$$

$$\eta_t = 1 - q_2 / q_1 = 1 - (T_4 - T_1) / (T_3 - T_2) = 1 - 1 / \epsilon^{k-1},$$

где  $k$  – показатель адиабаты.

Из данных уравнений легко определить **пути повышения КПД**: повышение степени сжатия, уменьшение разности  $T_4 - T_1$  и увеличение разности  $T_3 - T_2$ . Повышение степени сжатия ограничивается возможностью преждевременного возгорания (самовоспламенения) горючей смеси за счет повышения температуры и увеличением скорости сгорания смеси, что может вызвать детонацию (взрывное сгорание). Поэтому для каждого топлива должна применяться оптимальная степень сжатия: в зависимости от рода топлива она изменяется от 4 до 9, при этом КПД достигает 32%.

### 3.4.3 Циклы двигателей с подводом теплоты при постоянном давлении



Для повышения экологичности циклов с подводом теплоты при  $V = \text{const}$  необходимо применять высокие степени сжатия, но это ограничивается температурой самовоспламенения горючей смеси. Если же производить раздельное сжатие воздуха и топлива, то это ограничение отпадает. Воздух при большом сжатии имеет настолько высокую температуру, что подаваемое в цилиндр топливо самовоспламеняется без всяких специальных запальных приспособлений. Кроме того, раздельное сжатие позволяет использовать любое жидкое тяжелое и дешевое топливо – нефть, мазут, смолы, каменноугольные масла и др.

Такими **достоинствами** обладают двигатели с постепенным сгоранием топлива при  $P = \text{const}$ . В них воздух сжимается в цилиндре двигателя, а жидкое топливо распыляется сжатым воздухом от компрессора. Это позволяет увеличить степень сжатия до 20. Впервые предложил такой двигатель немецкий инженер Дизель.

Рассмотрим цикл двигателя с постепенным сгоранием топлива при  $P = \text{const}$  на  $PV$ -диаграмме (рис. 3.17).

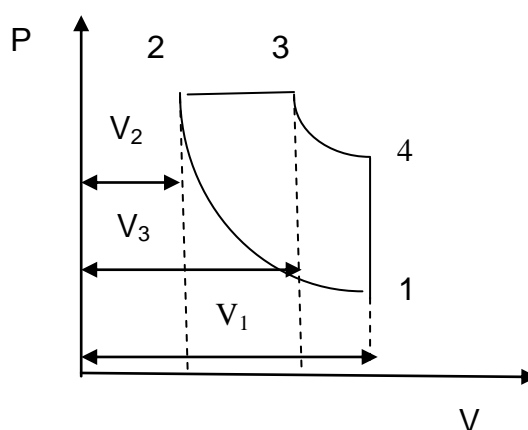


Рисунок 3.17 –  $PV$ -диаграмма цикла ДВС с подводом теплоты при  $P = \text{const}$

В данном цикле линия 12 – сжатие воздуха в цилиндре; линия 23 – изобарное подведение теплоты за счет сжигания топлива;

линия 34- совершение полезной работы; линия 41 – изохорное отведение теплоты отработанных газов.

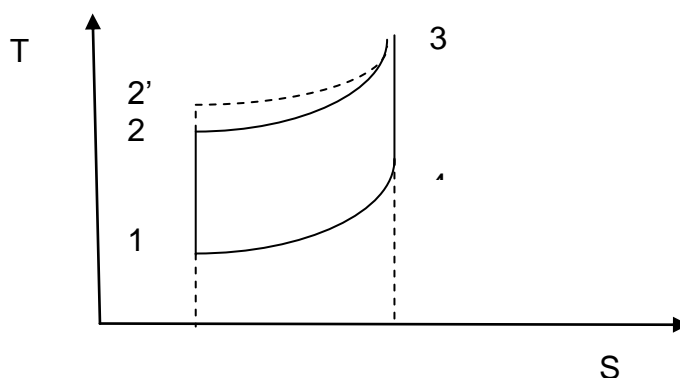
**Характеристиками** цикла являются: степень сжатия  $\varepsilon$ , степень предварительного расширения  $\rho$ , термически КПД  $\eta_t$ :

$$\varepsilon = v_1 / v_2; \quad \rho = v_3 / v_2;$$

$$\eta_t = 1 - q_2 / q_1 = c_v (T_4 - T_1) / c_p (T_3 - T_2).$$

**Термический КПД** таких циклов зависит от степени сжатия, показателя адиабаты и степени предварительного расширения: с увеличением степени сжатия и показателя адиабаты он увеличивается, а с увеличением степени предварительного расширения - уменьшается. КПД таких двигателей достигает 40%.

Сравним циклы двигателей с подводом теплоты при  $V=\text{const}$  и  $P=\text{const}$  на  $TS$ -диаграмме (рис. 3.18).



23 – изохорное подведение теплоты, 2'3 – изобарное подведение теплоты

Рисунок 3.18 –  $TS$ -диаграмма циклов ДВС с подводом теплоты при  $V=\text{const}$  и  $P=\text{const}$ :

Из  $TS$ -диаграммы видно, что в дизельном двигателе больше теплоты превращается в полезную работу при одинаковом количестве отведенной теплоты, т.е. КПД дизельных двигателей выше. Но они имеют недостатки: наличие компрессора, применяемого для подачи топлива, на работу которого расходуется 6-10% от общей мощности двигателя, что усложняет конструкцию и уменьшает экономичность двигателя; необходимость в сложных

устройствах насоса, форсунки и т.д. Стремление упростить и улучшить работу таких двигателей привело к созданию бескомпрессорных двигателей. Проект разработал русский инженер Тринклер.

### 3.4.4 Циклы двигателей внутреннего сгорания со смешанным подводом теплоты

Двигатели со смешанным сгоранием топлива (бескомпрессорные дизели) лишены недостатков обоих рассмотренных типов двигателя.

Жидкое топливо топливным насосом (30-40 МПа) подается через топливную форсунку в головку цилиндра в виде мельчайших капелек. Топливо, попадая в среду предварительно сжатого воздуха, нагретого в процессе сжатия до температуры, превышающей температуру воспламенения топлива, сгорает по мере ввода его в цилиндр сначала при  $v=\text{const}$ , а затем при  $p=\text{const}$ . Это достигается за счет использования специальных форсунок.

Рассмотрим идеальный цикл двигателя со смешанным подводом теплоты на  $PV$ -диаграмме (рис. 3.19).

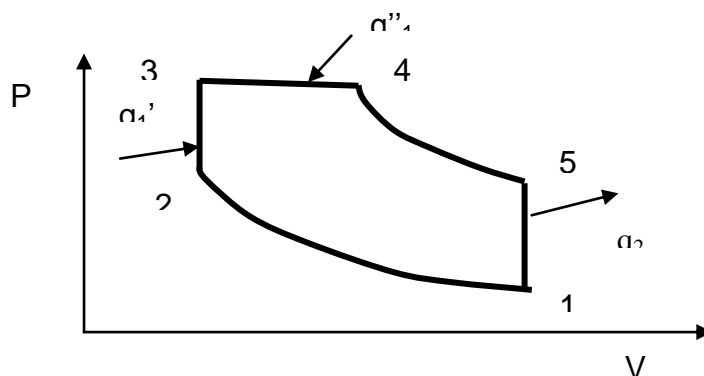


Рисунок 3.19 –  $PV$ -диаграмма ДВС со смешанным подводом теплоты

На рис. 3.19 изображены следующие процессы: 12 - адиабатное сжатие воздуха в цилиндре; 23 - изохорное подведение тепла  $q'_1$  к рабочему телу; 34 - изобарное подведение тепла  $q''_1$  к рабочему телу; 45 - адиабатное расширение рабочего тела и выполнение полезной работы; 51 - изохорное отведение теплоты  $q_2$  от тела.

**Характеристиками** цикла являются: степень сжатия, степень повышения давления, степень предварительного расширения и термический КПД.

**Термический КПД** цикла зависит от степени сжатия, степени повышения давления и степени предварительного расширения. Для этих двигателей обычно принимают степень сжатия, равную 10...14; степень повышения давления - 1,2...1,7; степень предварительного расширения - 1,1...1,5. При этом КПД цикла достигает 50%.

Необходимо указать на токсичность выхлопных газов ДВС. Содержание токсичных веществ (сажа, оксиды азота, углеводы, СО, альдегиды, соединения свинца) зависит от типа двигателя, применяемого топлива и др.

Совершенствование рабочего процесса и конструкции ДВС осуществляется по следующим направлениям: качественная подготовка рабочей смеси; равномерное распределение смеси; полное сгорание; нейтрализация токсичных компонентов в выпускной системе двигателя; перевод ДВС на новые, экологически более чистые топлива (сжиженный газ, спирт, водород).

### 3.4.5 Вопросы для самоконтроля

- 1 Охарактеризовать основные группы ДВС.
- 2 В чем заключаются достоинства и недостатки ДВС?
- 3 Дать характеристику двигателей с подводом теплоты при постоянном объеме.
- 4 Каким образом осуществляются циклы двигателей с подводом теплоты при постоянном давлении?
- 5 Охарактеризуйте цикл двигателей со смешанным подводом теплоты.
- 6 Каковы основные направления совершенствования ДВС?

### **3.5 Циклы холодильных установок**

#### **3.5.1 Общие сведения**

В соответствии со 2-м законом термодинамики при обратном цикле Карно можно, затрачивая механическую работу, отнять теплоту от источника с низкой температурой и перенести её к источнику с более высокой температурой. Машины, непрерывно поддерживающие температуры тел ниже температуры окружающей среды, называют **холодильными**. Область применения холодильных машин – охлаждение помещений и различных тел (угольные бассейны, горные рудники, химическая и газовая промышленность, машиностроение), сохранение пищевых продуктов, кондиционирование воздуха.

Холодильные установки можно разделить на **2 группы**:

- газовые или воздушные (характеризуются малым холодильным эффектом и большими габаритами);

- компрессорные паровые установки (рабочим телом являются пары различных веществ, характеризуются большой надёжностью, широким распространением).

Кроме этого есть ещё установки, основанные на других принципах: пароэжекторные и абсорбционные. В них для производства холода затрачивается не механическая работа, а теплота какого-либо рабочего тела с высокой температурой.

Холодильная установка в отличие от теплового двигателя работает по обратному или холодильному циклу, наиболее совершенным типом которого является обратный цикл Карно. Показателем совершенства обратного цикла является холодильный коэффициент, который показывает отношение отведенной теплоты ( $q_2$ ) к совершенной работе ( $l$ ):

$$\epsilon = q_2/l.$$

Чем больше отнимается удельного количества теплоты  $q_2$  и чем меньше при этом затрачивается механической работы, тем совершеннее холодильный цикл.

### 3.5.2 Цикл воздушной холодильной установки

Эти установки используют для охлаждения большого количества материалов и продуктов в промышленности и предприятиях питания. **Рабочим телом** является воздух - наиболее удобное, не вредное и доступное рабочее тело.

Рассмотрим **принцип действия** установки, состоящей из 4 блоков: 1 - компрессор; 2 - теплообменник; 3 - расширительный цилиндр или детандер; 4 - холодильная камера (рис. 3.20, 3.21).

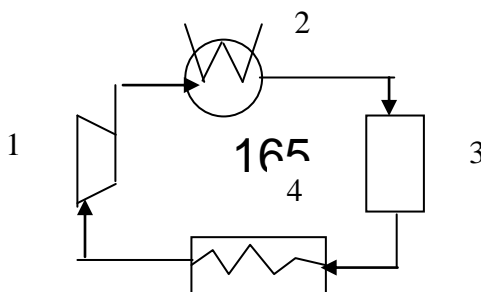


Рисунок 3.20 – Принципиальная схема воздушной холодильной установки

В компрессоре 1 осуществляют адиабатное сжатие (процесс 12), затем в теплообменнике 2 изобарно охлаждают сжатый воздух водой до температуры окружающей среды (линия 23), при этом от воздуха отводится теплота  $q_1$ . В детандере 3 происходит адиабатное расширение сжатого охлажденного воздуха до начального давления (линия 34), при этом температура воздуха падает до  $-60\dots-70^{\circ}\text{C}$ . Далее осуществляют изобарное отведение тепла  $q_2$  от охлажденного тела (линия 41), воздух при этом нагревается. Затем цикл повторяется.

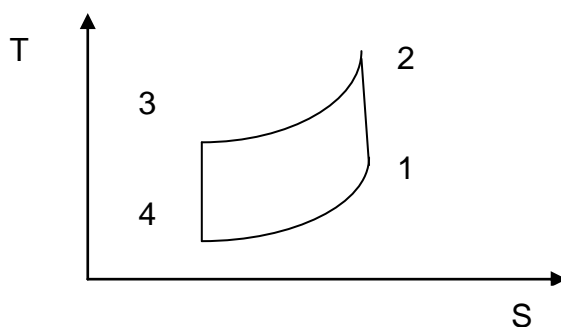


Рисунок 3.21 – TS-диаграмма цикла воздушной холодильной установки

**Холодильный коэффициент** для данной установки определяется следующим образом:

$$\varepsilon = (T_1 - T_4) / [(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)].$$

Для повышения эффективности установки необходимо повысить перепад температур в холодильной камере.

**Недостатками** установки являются малая экономичность и громоздкость.

### 3.5.3 Цикл паровой компрессорной холодильной установки

Наибольшее распространение для охлаждения тел до температур минус  $20^{\circ}\text{C}$  получили холодильные установки, в которых холодильным агентом являются **легкокипящие жидкости** –  $\text{NH}_3$ , фреоны, сернистый ангидрид и др.

**Принципиальная схема** цикла состоит из компрессора, теплообменника, дроссельного вентиля и камеры испарения (морозильная камера). В установке, работающей на парах  $\text{NH}_3$ , осуществляют адиабатное сжатие пара  $\text{NH}_3$  в компрессоре и получение перегретого пара. Затем его вначале изобарно, а затем изобарно-изотермно охлаждают в теплообменнике, получая вначале сухой пар  $\text{NH}_3$ , а затем – кипящий жидкий  $\text{NH}_3$ . Жидкий аммиак дросселируется, при этом температура и давление его понижаются и получается влажный пар  $\text{NH}_3$ . Затем осуществляют отведение тепла от охлаждаемых тел в морозильной камере (испарителе), получая при этом сухой пар  $\text{NH}_3$ . В паровой компрессорной установке не применяется расширительный цилиндр, а рабочее тело дросселируется в регулировочном вентиле. Использование дросселя сопровождается возрастанием энтропии, что вызывает некоторую потерю холодопроизводительности, но это значительно упрощает установку



и дает возможность легко регулировать давление пара и получать необходимую температуру в испарителе.

**Преимуществами** паровых установок перед воздушными являются компактность, дешевизна, высокий холодильный коэффициент.

### 3.5.4 Глубокое охлаждение

Для производства сжиженных газов необходимо получать температуры  $-120\dots-170^{\circ}\text{C}$  и ниже. В технике для получения низких температур используют **2 метода**:

- метод, основанный на эффекте дросселирования (эффект Джоуля-Томсона);

- адиабатное расширение газа с отдачей внешней работы.

- Впервые цикл глубокого охлаждения с однократным дросселированием был осуществлён Линде. В установке Линде используется регенеративный принцип, который заключается в непрерывном понижении температуры при дросселировании для последующего охлаждения новой порции газа. Процесс продолжается до тех пор, пока не наступит температура сжижения газа.

Рассмотрим простейшую схему установки высокого давления с однократным дросселированием для сжижения воздуха по методу Линде.

В компрессоре воздух адиабатно сжимается, при этом температура его возрастает. Сжатый воздух через регулятор поступает в теплообменник, где при  $P = \text{const}$  за счет охлаждения проточной водой его температура сжимается до температуры окружающей среды. Охлажденный сжатый воздух поступает в

следующий теплообменник, где охлаждается отработанным охлажденным воздухом. Охлажденный сжатый воздух дросселируется в дроссельном вентиле, при этом температура падает и часть воздуха превращается в жидкость, которая накапливается в резервуаре. Воздух, который не превратился в жидкость, поступает в теплообменник, где нагревается, охлаждая сжатый воздух. Потом цикл повторяется.

Второй метод, заключающийся в адиабатном расширении газа с отдачей внешней работы, был осуществлен академиком П. Капица по циклу низкого давления с использованием турбодетандера.

### **3.5.5 Вопросы для самоконтроля**

- 1 Охарактеризовать область применения холодильных установок и их основную особенность.
- 2 Что показывает холодильный коэффициент?
- 3 В чем заключается принцип работы воздушной и паровой компрессорной холодильных установок?
- 4 Как осуществляется глубокое охлаждение?

### **Литература**

- 1 Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. – М.: Высш. шк., 1980. – 469 с.
- 2 Теплотехника: Учебник для вузов / А.П. Баскаков, В.В. Берг, О.К. Витт и др.; Под ред. А.П. Баскакова. – М.: Энергоиздат, 1982. – 264 с.

3 Теплотехника (Курс общей теплотехники) / Под ред. И.Н. Сушкина. – М.: Металлургия, 1973. – 480 с.

4 Теплотехника: Учеб. пособие / Под ред. Г.А. Матвеева. – М.: Высш. шк., 1981. – 480 с.

## Содержание

Вступление .....	3
<b>1 Основы технической термодинамики</b> .....	<b>4</b>
1.1 Свойства рабочих тел .....	4
1.2 Первый закон термодинамики .....	15
1.3 Реальные газы .....	34
1.4 Второй закон термодинамики .....	50
1.5 Истечение паров и газов .....	61
<b>2 Теплопередача</b> .....	<b>71</b>
2.1 Теплопроводность .....	71
2.2 Конвективный теплообмен .....	92
2.3 Теплообмен излучением .....	115
2.4 Теплообменные аппараты .....	132
<b>3 Прикладная термодинамика</b> .....	<b>137</b>
3.1 Компрессоры .....	137
3.2 Циклы газотурбинных установок .....	144
3.3 Циклы паротурбинных установок .....	157
3.4 Двигатели внутреннего сгорания .....	162
3.5 Циклы холодильных установок .....	172
Литература .....	178

Л.В ДЕМЕНТИЙ, А.П. АВДЕЕНКО

КРАТКИЙ КУРС ЛЕКЦИЙ  
по дисциплине  
**«ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ»**

Редактор Хахина Нелли Александровна

№ 72 / 2000

Подп. в печ.

Формат 60x90 1 / 16.

Офсетная печать. Усл. печ. л. 11,25.

Уч.-изд. л. 8,18.

Тираж 100 экз.

---

ДГМА. 84313, Краматорск, ул. Шкадинова, 72