

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
ДОНЕЦКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ДОНЕЦКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ
И ВЫПОЛНЕНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ЗАДАНИЙ
ПО ДИСЦИПЛИНЕ «ТЕРМОДИНАМИКА»**
для обучающихся по специальности 21.05.04 «Горное дело»
всех форм обучения



Донецк
ДОННТУ
2020

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
ДОНЕЦКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ДОНЕЦКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Кафедра «Промышленная теплоэнергетика»

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ
И ВЫПОЛНЕНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ЗАДАНИЙ
ПО ДИСЦИПЛИНЕ «ТЕРМОДИНАМИКА»**
для обучающихся по специальности 21.05.04 «Горное дело»
всех форм обучения

РАССМОТРЕНО:
на заседании кафедры
«Промышленная теплоэнергетика»
протокол № 6 от 03 марта 2020 г.

УТВЕРЖДЕНО:
на заседании
Учебно-издательского
совета ДОННТУ
протокол № 3 от 27 апреля 2020 г.

Донецк
ДОННТУ
2020

УДК 621.1.016.7(076)
ББК 31.31я73
М54

Рецензент:

Бирюков Алексей Борисович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Техническая теплофизика» ГОУВПО «Донецкий национальный технический университет»

Составители:

Лебедев Александр Николаевич – кандидат технических наук, доцент кафедры «Промышленная теплоэнергетика» ГОУВПО «Донецкий национальный технический университет»;

Сафьянц Сергей Матвеевич – доктор технических наук, заведующий кафедрой «Промышленная теплоэнергетика» ГОУВПО «Донецкий национальный технический университет»;

Волкова Елена Ивановна – кандидат химических наук, доцент кафедры общей, физической и органической химии ГОУВПО «Донецкий национальный технический университет»

М54 Методические рекомендации для самостоятельной работы и выполнения индивидуальных заданий по дисциплине «Термодинамика» [Электронный ресурс] : для обучающихся по специальности 21.05.04 «Горное дело» всех форм обучения / ГОУВПО «ДОННТУ», каф. пром. теплоэнергетики ; сост.: А. Н. Лебедев, С.М. Сафьянц, Е. И. Волкова. - Электрон. дан. (1 файл: 4,09 Мб). – Донецк : ДОННТУ, 2020.- Систем. требования: ZIP-архиватор.

Методические рекомендации содержат краткое изложение основных теоретических положений и указаний по изучению дисциплины «Техническая термодинамика», примеры решения задач по основным разделам курса и контрольные задания. Представленный материал способствует формированию устойчивых знаний и навыков по дисциплине. Пособие рекомендуется использовать для самостоятельной работы при выполнении индивидуальных заданий студентами очной формы обучения и для выполнения контрольных работ студентами заочной формы обучения.

ББК 31.31я73
М54

Оглавление

Предисловие.....	5
Краткое содержание курса	5
Основные понятия и определения	7
ГЛАВА 1 Параметры состояния	8
1.1 Термические параметры состояния.....	8
1.2 Калорические параметры состояния	9
1.3 Уравнение состояния	11
ГЛАВА 2 Параметры процесса.....	12
2.1 Работа изменения объема	12
2.2 Теплота	13
ГЛАВА 3 Первый закон термодинамики.....	15
ГЛАВА 4 Основные термодинамические процессы идеального газа	17
4.1 Изохорный процесс.....	17
4.2 Изобарный процесс	18
4.3 Изотермический процесс.....	18
4.4 Адиабатный процесс	19
4.5 Политропный процесс	20
ГЛАВА 5 Второй закон термодинамики	22
5.1 Основные положения второго закона термодинамики	22
5.2 Круговые термодинамические процессы (циклы).....	22
5.3 Цикл Карно. Теорема Карно	24
5.4 Теоретические циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания	26
5.5 Циклы газотурбинных установок	28
ГЛАВА 6 Реальные газы и пары.....	30
6.1 Общие свойства реальных газов. Фазовая диаграмма	30
6.2 Водяной пар. Основные понятия и определения	32
6.3 Термодинамика водяного пара	33
6.4 h - s -Диаграмма водяного пара	36
ГЛАВА 7 Термодинамические свойства и процессы парогазовых смесей.....	38
7.1 Основные определения и характеристики влажного воздуха	38
7.2 Плотность и удельная энтальпия влажного воздуха	40
7.3 h - d -Диаграмма влажного воздуха	40
ГЛАВА 8 Термодинамика потока газов и паров.....	42
8.1 Основные уравнения процессов течения.....	42
8.2 Истечение газов и паров	44
8.2.1 Истечение идеального газа.....	44
8.2.2 Истечение реальных газов.....	46
8.3 Дросселирование (мятие) газов и паров	47
ГЛАВА 9 Циклы холодильных установок.....	49
9.1 Общие характеристики холодильных циклов	49
9.2 Цикл воздушной холодильной установки	50
9.3 Цикл парокомпрессионной холодильной установки.....	51
Примеры решения задач	53
Контрольные задания.....	61
Использованная литература	64
Приложения	65

Предисловие

Термодинамика является разделом теоретической физики и представляет собой одну из самых обширных областей естествознания – науку о превращениях различных видов энергии друг в друга. Целью преподавания курса технической термодинамики является формирование у будущих инженеров современного физического мировоззрения, на котором базируются инженерно-технические специальности, знакомство студентов с фундаментальными законами термодинамики, лежащих в основе современных технологий, развитие навыков самостоятельной работы.

Самостоятельная работа способствует усвоению учебного материала и углублению полученных знаний. Составной ее частью являются индивидуальные задания, которые включены в соответствующий раздел данного методического пособия.

В Приложении представлены справочные данные, необходимые для выполнения индивидуального задания.

Краткое содержание курса

«Термодинамика»

Основные понятия и определения. Предмет технической термодинамики, ее место в системе подготовки специалистов инженерно-технических специальностей. Связь технической термодинамики со смежными дисциплинами. Виды термодинамики. Рабочее тело. Термодинамическая система. Основные параметры состояния. Уравнение состояния. Термодинамический процесс. Равновесные и неравновесные процессы, обратимые и необратимые процессы. Круговой процес (цикл).

Основные законы идеальных газов. Смеси идеальных газов. Основные свойства идеальных газов. Уравнения состояния идеальных газов. Универсальное уравнение состояния идеальных газов. Газовая постоянная смеси газов. Средняя молекулярная масса смеси газов. Парциальное давление.

Теплоемкость газов. Основные определения. Массовая, объемная и мольная теплоемкости газов. Истинная и средняя теплоемкости. Теплоемкость при постоянных давлении и объеме. Зависимость теплоемкости от температуры. Определение теплоемкостей по таблицам. Теплоемкость смесей.

Термодинамические процессы идеальных газов. Классификация процессов изменения состояния. Общие методы исследования процессов изменения состояния рабочего тела. Изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы. Политропные процессы. Уравнение политропы. Анализ процессов на основе сравнения показателей политропы. Процессы в p - и T -координатах.

Первый и второй законы термодинамики. Закон сохранения и превращения энергии. Аналитическое выражение первого закона термодинамики, принцип эквивалентности теплоты и работы. Аналитическое выражение работы процесса. Внутренняя энергия. Энтальпия. Энтропия.

Вычисление энтропии идеального газа. Основные положения второго закона термодинамики. Круговые термодинамические процессы. Термический КПД и холодильный коэффициент циклов. Цикл Карно. Математическое выражение второго закона термодинамики.

Реальные газы. Водяной пар. Свойства реальных газов. Фазовые равновесия и фазовые переходы. Фазовые диаграммы. Тройная и критическая точки. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Анализ уравнения Ван-дер-Ваальса. Уравнение состояния для реальных газов М.П.Вакуловича и И.И.Новикова. Основные понятия и указание особенной pv -диаграммы водяного пара. Теплота парообразования. Основные параметры влажного насыщенного водяного пара. Основные параметры перегретого пара. Ts -диаграмма водяного пара. hs -Диаграмма водяного пара. Расчет термодинамических процессов при помощи hs -диаграммы.

Влажный воздух. Основные понятия. Свойства влажного воздуха. Влажосодержание. Абсолютная и относительная влажность. Температура точки росы. hs -Диаграмма влажного воздуха. Изменение основных характеристик при изменении давления. Основные теплофизические свойства влажного воздуха.

Термодинамика потока. Истечение и дросселирование газов и паров. Уравнение первого закона термодинамики для потока, его анализ. Понятие о сопловом и диффузорном течении газа. Адиабатные течения. Скорость адиабатного течения. Связь критической скорости истечения с местной скоростью распространения звука. Критическое отношение давлений. Расчет скорости истечения и секундного массового расхода для критического режима. Условия перехода через критическую скорость. Сопло Лавалю. расчет процесса истечения водяного пара с помощью hs -диаграммы. Действительный процесс истечения. Дросселирование газов и паров. Понятие об эффекте Джоуля-Томсона. Особенности дросселирования идеального и реального газов. Условное изображение процесса дросселирования в hs -диаграмме.

Термодинамический анализ процессов в компрессорах. Принцип действия. Работа, затрачиваемая на привод компрессора. Индикаторная диаграмма. Изотермическое, адиабатное и политропное сжатие. Термодинамическое обоснование многоступенчатого сжатия. Изображение в pv - и Ts -диаграммах термодинамических процессов, протекающих в компрессорах. Необратимое сжатие. Относительный внутренний КПД компрессора.

Циклы двигателей внутреннего сгорания (ДВС). Циклы газотурбинных установок (ГТУ). Классификация циклов. Цикл ДВС с подведением теплоты в процессах $p = \text{const}$, $v = \text{const}$. ДВС со смешанным сгоранием топлива. Сравнение циклов ДВС. Циклы газовых турбин.

Циклы холодильных машин. Циклы холодильных установок. Холодильный коэффициент и холодопроизводительность. Цикл паровой и воздушной компрессорной холодильной установки.

Основные понятия и определения

Термодинамика является разделом теоретической физики и представляет собой одну из самых обширных областей естествознания – науку о превращениях различных видов энергии друг в друга. Процессы, сопровождающиеся поглощением или выделением тепла, получили общее название тепловых процессов.

Принято разделять термодинамику на три части:

1. **общую термодинамику** или физическую термодинамику, изучающую процессы превращения энергии в твердых, жидких и газообразных телах, излучение различных тел, магнитные и электрические явления, а также устанавливающую математические зависимости между термодинамическими величинами;

2. **химическую термодинамику**, которая на основе законов общей термодинамики изучает химические, физико-химические процессы, равновесные состояния и влияние на равновесие внешних условий;

3. **техническую термодинамику**, рассматривающую закономерности взаимного превращения теплоты в работу. Она устанавливает взаимосвязь 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.

В данном курсе изложены основные законы технической термодинамики, которая изучает процессы взаимного превращения теплоты и работы, а также термодинамические свойства тел, с помощью которых это превращение осуществляется.

Предметом технической термодинамики является **термодинамическая система**, представляющая собой совокупность макроскопических тел, взаимодействующих как между собой, так и с окружающей (внешней) средой. Термодинамика не рассматривает внутреннее строение тел. Все тела, не включенные в термодинамическую систему, называют **окружающей средой**.

Изолированная (замкнутая) термодинамическая система не имеет никаких взаимодействий с окружающей средой.

Теплоизолированная (адиабатная) термодинамическая система окружена адиабатной оболочкой, исключаящей теплообмен с окружающей средой.

Однородная (гомогенная) термодинамическая система во всех своих частях имеет одинаковый состав и физические свойства.

Гетерогенная термодинамическая система состоит из нескольких макроскопических частей с различными физическими свойствами, отделенных друг от друга видимыми поверхностями раздела.

Фаза – гомогенная часть системы, отделенная от остальных частей данной системы видимыми поверхностями раздела.

Термодинамика базируется на трех основных законах, получивших название начал термодинамики:

Первый закон (начало) термодинамики устанавливает количественные соотношения между теплотой и работой и является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии;

Второй закон (начало) термодинамики устанавливает условия протекания и направленность макроскопических процессов в системах, состоящих из большого количества частиц, указывает на возможность самопроизвольного протекания процессов.

Третий закон (начало) термодинамики утверждает принцип недостижимости абсолютного нуля температуры.

Состояние термодинамической системы может быть охарактеризовано с помощью величин, называемых параметрами состояния.

Параметры состояния, не зависящие от массы тела, называют **интенсивными параметрами** (давление, температура и др.).

Параметры, значения которых пропорциональны массе системы, называют **аддитивными (или экстенсивными) параметрами** (объем, энергия, энтропия и др.)

Термические параметры состояния – давление, удельный объем, абсолютная температура.

Калорические параметры состояния – внутренняя энергия, энтропия, энтальпия.

При отсутствии силовых полей (гравитационного, электромагнитного и др.) состояние однородной системы может быть однозначно определено тремя параметрами, в качестве которых в технической термодинамике принимают **удельный объем, абсолютную температуру и абсолютное давление**.

Эти три параметра, называемыми обычно **основными**, не являются независимыми и связаны между собой определенными математическими зависимостями.

ГЛАВА 1 Параметры состояния

1.1 Термические параметры состояния

Абсолютное давление, Па:

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{изб}} + P_{\text{бар}}$$

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{бар}} - P_{\text{вак}}$$

где $P_{\text{изб}}$, $P_{\text{бар}}$, $P_{\text{абс}}$ – давления, измеренные манометром, барометром и вакуумметром.

Абсолютная температура, К

$$T = t + 273,15,$$

где t – температура, °С.

Удельный объем, м³/кг:

$$v = \frac{V}{m},$$

где V – объем произвольного количества вещества, м^3 ; m – масса вещества, кг.

Параметром состояния является также величина, обратная удельному объему, т.е. плотность:

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{m}{V}, \text{кг/м}^3$$

Очевидно, что $v \cdot \rho = 1$.

1.2 Калорические параметры состояния

Внутренняя энергия представляет собой сумму кинетической энергии теплового движения атомов и молекул, включающей энергию поступательного и вращательного движения молекул, а также колебательного движения атомов в самой молекуле; потенциальной энергии их взаимодействия; энергии электронов; энергии химических связей; энергии внутриядерного взаимодействия; энергии электромагнитного взаимодействия и др.:

$$U = U_{\text{кин}} + U_{\text{пот}} + U_{\text{хим}} + U_{\text{яд}} + \dots$$

В технической термодинамике рассматриваются только такие термодинамические процессы, в которых изменяются кинетическая и потенциальная составляющие внутренней энергии, остальные остаются постоянными. Изменение внутренней энергии:

$$\Delta U = \Delta U_{\text{кин}} + \Delta U_{\text{пот}}$$

Поскольку кинетическая составляющая внутренней энергии целиком определяется температурой тела $U_{\text{кин}} = f(T)$, а ее потенциальная составляющая при заданной температуре зависит от удельного объема (расстояния между молекулами) $U_{\text{пот}} = f(p, v)$, полная внутренняя энергия будет являться функцией двух параметров и в данном состоянии тела будет иметь вполне определенную величину $U = f(T, V)$.

Для идеального газа $U_{\text{пот}} = 0$, $U = U_{\text{кин}} = f(T)$.

Внутренняя энергия является аддитивным или экстенсивным параметром, так как ее величина зависит от массы тела.

Удельная внутренняя энергия, т.е. энергия вещества массой 1 кг $u = f(T, v)$, где $u = \frac{U}{m}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

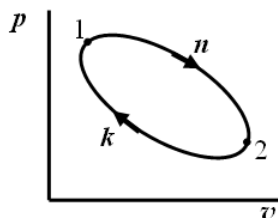


Рис.1

Определим изменение удельной внутренней энергии рабочего тела, совершающего круговой процесс или цикл (рис.1). Суммарное изменение внутренней энергии за цикл

$$\Delta u = \Delta u_{1n2} + \Delta u_{2k1}$$

$$\text{где } \Delta u_{1n2} = u_2 - u_1$$

$$\Delta u_{2k1} = u_1 - u_2$$

$$\Delta u = 0$$

В круговых процессах изменение внутренней энергии равно нулю:

$$u_2 - u_1 = \oint du = 0.$$

Приращение du , как и любого параметра, является полным дифференциалом. Поскольку состояние газа вполне определяется основными параметрами состояния, удельную внутреннюю энергию можно представить как функцию любых двух параметров состояния: $u = f(T, v)$; $u = f_1(T, p)$; $u = f_2(p, v)$, или в виде полных дифференциалов удельной внутренней энергии:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv,$$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T dp,$$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_v dp + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_p dv.$$

Удельная внутренняя энергия идеального газа, в котором отсутствуют силы взаимодействия между молекулами, не зависит от объема или давления $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0$; $\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = 0$, а зависит только от температуры: $u = f(T)$.

Следовательно, производная от удельной внутренней энергии идеального газа по температуре есть полная производная:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = \frac{du}{dT}.$$

Это положение было экспериментально доказано Джоулем в 1845 г. В точности оно справедливо только для идеальных газов, но с допустимой для практики погрешностью может быть применено и для реальных газов, находящихся при высоких температурах и низких давлениях.

Энтальпия. Физический смысл энтальпии становится понятен из рассмотрения следующего примера. На перемещающийся поршень в цилиндре с газом (рис.2) помещена гиря массой M , кг. Площадь поршня f , удельная внутренняя энергия рабочего тела u . Полный запас энергии газа под поршнем

$$H = U + Mgz = U + pfz = U + pV.$$

Энтальпия равна сумме внутренней энергии газа и потенциальной энергии давления.

Удельная энтальпия, т.е. отношение энтальпии к массе тела, обозначается h и выражается в Дж/кг. По определению она представляет собой сложную функцию вида

$$h = u + pv. \quad (1.1)$$

Поскольку входящие в это выражение величины являются параметрами состояния, то и сама энтальпия также будет параметром (функцией) состояния.

Энтальпия относится к аддитивным или экстенсивным параметрам, так как ее величина пропорциональна массе.

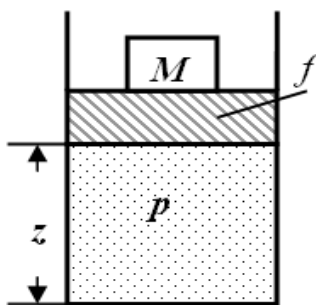


Рис.2

Энтальпия идеального газа, так же как и внутренняя энергия, является функцией температуры и не зависит от других параметров. По аналогии с внутренней энергией имеем

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_T dv,$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp,$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_v dp + \left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_p dv.$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_v = \frac{dh}{dT}, \quad \text{т.е. в любом процессе изменения состояния}$$

идеального газа производная от изменения энтальпии по температуре будет полной производной.

Энтропия. Энтропией называют такой параметр состояния, дифференциал которого равен отношению бесконечно малого количества теплоты, подведенной к системе или отведенной от нее в обратимом термодинамическом процессе при постоянной температуре T :

$$dS = \frac{dQ}{T}; \quad s = \frac{S}{m}; \quad q = \frac{Q}{m};$$

$$ds = \frac{dq}{T}, \quad \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$$

Энтропию можно рассматривать как такой параметр состояния, изменение которого свидетельствует о наличии в системе энергетического взаимодействия в виде обмена теплотой с окружающей средой: $dq = T \cdot ds$; $T > 0$. Если $ds \neq 0$, то $dq \neq 0$.

1.3 Уравнение состояния

Уравнением состояния называют зависимость, устанавливающую взаимосвязь между термодинамическими параметрами состояния:

$$F(p, v, T) = 0.$$

Вид функции F зависит от термодинамической природы рабочего тела. Различают идеальные и реальные газы.

Идеальными газами называют газы, для которых можно пренебречь собственным объемом молекул и силами взаимодействия между ними. Все реальные газы при высоких температурах и малых давлениях почти полностью подходят под понятие «идеальный газ» и по свойствам практически не отличаются от него. Уравнением состояния для идеального газа является уравнение Менделеева-Клапейрона:

$$\frac{pv}{T} = R = \text{const}, \quad (1.2)$$

где R (удельная газовая постоянная) – постоянная, зависящая от химической природы вещества и не зависящая от его состояния, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$. Физический смысл этой постоянной: удельная газовая постоянная есть работа (в Дж), совершенная газом массой 1 кг при изменении температуры на 1° в изобарных условиях.

$$R = \frac{R_\mu}{\mu} = \frac{8314}{\mu}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$$

где $R_\mu = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$ - универсальная (молярная) газовая постоянная;

μ - масса 1 кмоль газа (кг/кмоль), представляет собой молекулярную массу газа, выраженную в килограммах.

Реальные газы. Для описания свойств реальных газов используют уравнение Ван-дер-Ваальса, учитывающее силы взаимодействия между молекулами и реальные размеры частиц:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT, \quad (1.3)$$

где a и b – постоянные, зависящие от химической природы вещества, определяются по критическим параметрам: $a = 27b^2 p_{кр}$; $b = \frac{1}{8} \frac{RT_{кр}}{p_{кр}}$.

ГЛАВА 2 Параметры процесса

2.1 Работа изменения объема

Передачу энергии от одного тела к другому, связанную с изменением объема рабочего тела, с перемещением его во внешнем пространстве или изменением его положения, называют **работой**. В производстве работы всегда участвуют два или больше тела. Первое тело, производящее работу, отдает энергию, второе тело получает энергию.

Совершаемая газом работа при его расширении зависит от изменения параметров состояния p , v и T .

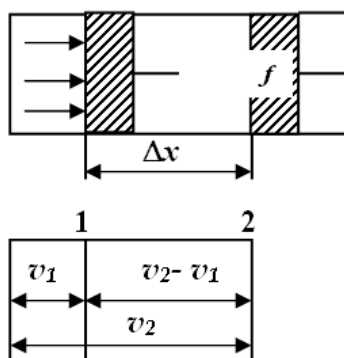


Рис.3

Для вывода уравнения работы газа при его расширении рассмотрим частный случай – совершение работы в равновесном процессе при постоянном давлении.

Пусть в цилиндре под поршнем (рис.3) находится газ при давлении p , равном в равновесном состоянии давлению среды, и удельном объеме v_1 ; площадь поршня f . Если сообщить газу некоторое количество теплоты, то он будет расширяться при постоянном давлении и перемещать поршень до нового положения в точке 2. Сила, действующая на поршень, равна $p \cdot f$.

Путь перемещения поршня Δx . Из физики известно, что произведение силы на перемещение есть работа. Тогда удельная работа, совершенная газом, равна

$$l = p \cdot f \cdot \Delta x = p(v_2 - v_1) = p \cdot \Delta v.$$

Элементарная работа, совершаемая системой в равновесном процессе изменения состояния тела при бесконечно малом изменении ее объема, определится по формуле

$$dl = p \cdot dv$$

Удельная работа l , совершаемая системой при конечном изменении ее объема в произвольном равновесном процессе равна

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad (2.1)$$

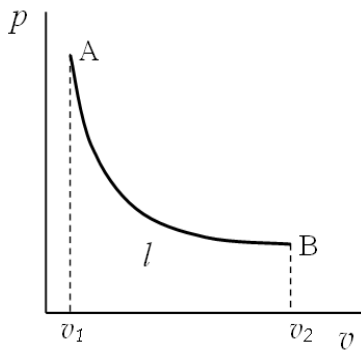


Рис.4

и графически определяется по диаграмме (рис.4) в координатах p , v как площадь фигуры под кривой процесса АВ.

Зная функциональную зависимость параметров p и v в процессе или уравнение вида $p = f(v)$, можно аналитически определить работу для любого равновесного процесса в указанных пределах.

Работа изменения объема может быть как положительной величиной, так и отрицательной. При расширении газа ($\Delta v > 0$) газ сам совершает работу и она положительна $l > 0$. При сжатии ($\Delta v < 0$) совершается работа над газом и она отрицательна $l < 0$.

Для произвольной массы m газа:

$$l = m \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad (2.2)$$

2.2 Теплота

В термодинамическом процессе изменения состояния газа в общем случае тепло либо подводится к рабочему телу, либо отводится от него. Количество теплоты, передаваемой системе в термодинамическом процессе, может быть определено двумя способами:

1) через энтропию

$$ds = \frac{dq}{T}; \quad q = \int_1^2 T ds$$

Теплота имеет не только абсолютное значение, но и знак: при подводе теплоты энтропия возрастает: $T > 0$, $\Delta s > 0$, $\Delta q > 0$. При отводе тепла $\Delta s < 0$, $\Delta q < 0$.

2) через понятие теплоемкости газа.

Под **средней теплоемкостью вещества** понимают то количество тепла, которое нужно сообщить рабочему телу, чтобы повысить его температуру на один градус

$$C_{x\text{m}} \left| \begin{array}{l} t_2 \\ t_1 \end{array} \right. = \frac{q_x}{t_2 - t_1} = \frac{q_x}{\Delta t}.$$

Истинной теплоемкостью C_x называют предел отношения $\frac{q_x}{\Delta t}$:

$$C_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{q_x}{\Delta t} = \frac{dq_x}{dt}.$$

Удельная теплоемкость рабочего тела (газа) – это величина, равная отношению теплоемкости однородного тела к его количеству, другими словами, это количество тепла, которое нужно сообщить единице количества газа (1 кг, 1 м³, 1 кмоль), чтобы повысить его температуру на 1 градус.

В зависимости от выбора единицы количества вещества различают три вида теплоемкостей: массовую c , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, объемную c' , $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$ и мольную μc , $\frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$.

Связь между различными видами теплоемкости для нормальных физических условий выражается соотношениями:

$$c = \frac{\mu c}{\mu}, \quad c' = \frac{\mu c}{22,4}, \quad c = c' \cdot v = \frac{c'}{\rho}.$$

В зависимости от вида термодинамического процесса различают теплоемкости при постоянном объеме c_v и при постоянном давлении c_p . Связь между этими теплоемкостями для идеального газа устанавливается **уравнением Майера**:

$$c_p - c_v = R \quad (2.3)$$

$$\mu c_p - \mu c_v = R_\mu \quad (2.4)$$

Отношение c_p к c_v называется **показателем адиабаты** или **коэффициентом Пуассона**:

$$K = \frac{c_p}{c_v} \quad (2.5)$$

Для идеального газа эта величина не зависит от химической природы вещества и параметров состояния, а определяется лишь количеством атомов в молекуле.

Для одноатомных газов (инертных) $K = 1,67$.

Для 2-хатомных газов (O₂, H₂, N₂, CO) $K = 1,4$.

Для многоатомных газов $K = 1,3$.

Из приведенных выше уравнений, связывающих величины c_p и c_v , получим

$$c_v = \frac{R}{K-1}; \quad c_p = \frac{K}{K-1} R. \quad (2.6)$$

Таким образом, количество теплоты, участвующей в процессе, можно определить через среднюю или истинную теплоемкость

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt = \int_0^{t_2} c dt - \int_0^{t_1} c dt.$$

Или в общем случае

$$q = \int_{t_1}^{t_2} f(t) dt.$$

В системе координат $t - c$ количество тепла, подведенное к рабочему телу или отведенное от него, выражается площадью, ограниченной линией теплоемкости (кривой, наклонной или горизонтальной прямой в зависимости от характера функции $c=f(t)$) и перпендикулярами, восстановленными в точки, соответствующие начальной (t_1) и конечной (t_2) температурам.

Для практических целей при расчетах обычно пользуются табличными данными, в которых приводятся значения средних теплоемкостей для различных температурных интервалов с шагом от 5 до 50°, у которых нижний предел фиксирован и равен 0°C.

Тогда

$$q = c_m \begin{matrix} t_1 \\ t_2 \end{matrix} (t_2 - t_1) = c_m \begin{matrix} t_2 \\ 0 \end{matrix} t_2 - c_m \begin{matrix} t_1 \\ 0 \end{matrix} t_1.$$

ГЛАВА 3 Первый закон термодинамики

В технической термодинамике рассматривают частный случай общего закона сохранения и превращения энергии, устанавливающий эквивалентность между теплотой и механической работой. По этому закону теплота может превращаться в механическую работу или, наоборот, работа в теплоту в строго эквивалентных количествах. Поскольку в системе СИ теплота и работа выражаются в одних и тех же единицах, приведенное выше положение может быть записано следующим образом:

$$Q = L,$$

где Q – тепло; L – полученная в результате его использования работа.

Из первого закона термодинамики следует, что полная энергия термодинамической системы в конце любого термодинамического процесса равна алгебраической сумме ее энергии в начале процесса и количества энергии, подведенной к системе и отведенной от нее в ходе процесса.

Применительно к рассматриваемым в технической термодинамике процессам энергия подводится к рабочему телу или отводится от него лишь в форме тепла или механической работы. Поэтому

$$Q = \Delta U + L,$$

где Q – суммарное количество подведенного к термодинамической системе тепла:

ΔU – изменение внутренней энергии термодинамической системы;

L – суммарная работа изменения объема термодинамической системы.

Применительно к 1 кг рабочего тела эта формула принимает вид:

$$q = \Delta u + l, \quad (3.1)$$

или в дифференциальной форме

$$dq = du + dl \quad (3.2)$$

Эти выражения представляют собой общее уравнение первого закона термодинамики и означают, что в общем случае все подводимое к термодинамической системе тепло расходуется на изменение ее внутренней энергии и на работу изменения объема системы.

В развернутом виде эти уравнения записывают следующим образом:

$$Q = U_2 - U_1 + \int_{V_1}^{V_2} p dV,$$

$$q = u_2 - u_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

$$dq = du + pdv$$

Для вывода второй математической записи 1-го закона термодинамики воспользуемся определением энтальпии

$$dh = du + d(pv) = du + pdv + vdp,$$

так как $pdv = dl$, $du + dl = dq$, то

$$dh = dq + vdp,$$

$$dq = dh - vdp. \quad (3.3)$$

Рассмотрим 1-ый закон термодинамики применительно к термодинамической системе, работающей по круговому циклу (рис.1): $\oint dq = \oint du + \oint dl$. Так как $\oint du = 0$, то $\oint dq = \oint dl$.

Воспользуемся уравнениями 1-го закона термодинамики для вывода двух важных соотношений:

1. Если $v = \text{const}$, $dv = 0$,

$$dq = du + dl = du + pdv$$

$$dq_v = du, \quad dq_v = c_v dT.$$

Тогда

$$du = c_v dT,$$

или

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1) \quad (3.4)$$

2. Если $p = \text{const}$, $dp = 0$,

$$dq = dh - vdp$$

$$dq_p = dh = c_p dT.$$

Тогда

$$\Delta h = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) \quad (3.5)$$

ГЛАВА 4 Основные термодинамические процессы идеального газа

Задачей исследования термодинамических процессов является нахождение следующих зависимостей и величин, характеризующих эти процессы:

- 1) уравнений, описывающих процесс в системах координат $p-v$, т.е. уравнений $f(v, p) = 0$, $s-T$, т.е. уравнений $f_1(s, p) = 0$;
- 2) аналитической взаимосвязи между отдельными параметрами, характерной для рассматриваемого процесса, т.е. связи между параметрами p , v , T и s : $p = f_1(v)$, $T = f_2(v)$, $T = f_3(p)$, $s = f_4(T)$;
- 3) величины работы изменения объема рабочего тела;
- 4) величины изменения внутренней энергии;
- 5) величины работы изменения энтальпии рабочего тела;
- 6) величины работы изменения энтропии рабочего тела;
- 7) количества тепла, подведенного за время процесса к рабочему телу или отведенного от него;
- 8) величину теплоемкости рабочего тела.

В технической термодинамике изучаются следующие основные термодинамические процессы: изохорный, изобарный, изотермический, адиабатный и политропный.

Охарактеризуем по приведенной выше схеме каждый из перечисленных термодинамических процессов.

4.1 Изохорный процесс

Процесс, протекающий при постоянном объеме, называется **изохорным**. Кривая процесса называется **изохорой**.

1) Уравнение процесса $v = \text{const}$;

2) Связь параметров $p_1 v_1 = RT_1$

$$p_2 v_2 = RT_2$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

3) график процесса в координатах $p-v$ (рис.5): процесс 1-2 – подвод тепла; процесс 2-1 – отвод тепла.

Внешняя работа газа при $v = \text{const}$ равна нулю, так как $dv = 0$.

Следовательно

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0.$$

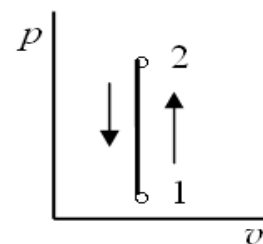


Рис.5

4) изменение внутренней энергии из $\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$;

5) изменение энтальпии $\Delta h = c_p(T_2 - T_1)$;

6) изменение энтропии $ds = \frac{dq}{T} = \frac{du}{T} = \frac{c_v dT}{T}$;

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

7) количество теплоты $dq = du + dl$.

Так как $dl = 0$, $dq = du$, $q = \Delta u$.

8) График процесса в координатах $T-s$ (рис.6):

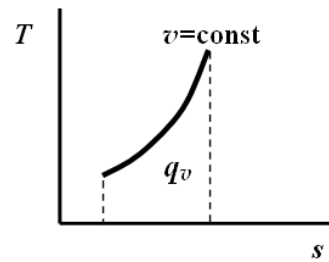


Рис.6

4.2 Изобарный процесс

Процесс, протекающий при постоянном давлении, называют **изобарным**.

Кривая процесса называется **изобарой**.

1) Уравнение процесса $p = \text{const}$;

2) Связь параметров $p_1 v_1 = RT_1$
 $p_2 v_2 = RT_2$

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

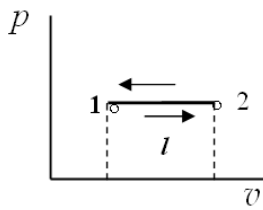


Рис.7

3) график процесса в координатах $p-v$ (рис.7):

процесс 1-2 – подвод тепла;

процесс 2-1 – отвод тепла.

Удельная работа газа при $p = \text{const}$ выражается следующим уравнением

$$l = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1)$$

4) изменение внутренней энергии $\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$;

5) изменение энтальпии $\Delta h = c_p(T_2 - T_1)$;

6) изменение энтропии $ds = \frac{dq}{T} = \frac{dh}{T} = \frac{c_p dT}{T}$;

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

7) количество теплоты $dq = dh - vdp$.

Так как $dp = 0$, $dq = dh$, $q = \Delta h$.

8) График процесса в координатах $T-s$ (рис.8):

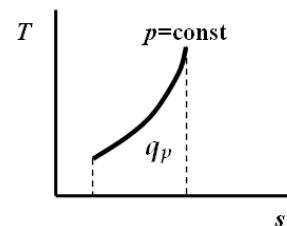


Рис.8

4.3 Изотермический процесс

Процесс, протекающий при постоянной температуре, называют **изотермическим** ($T = \text{const}$, $dT = 0$). Кривая процесса называется **изотермой**.

1) Уравнение процесса $T = \text{const}$; ($p v = \text{const}$)

2) Связь параметров $p_1 v_1 = RT_1$
 $p_2 v_2 = RT_2$

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = 1, \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1} \quad (\text{закон Бойля-Мариотта}).$$

3) график процесса в координатах $p-v$ (рис.9):

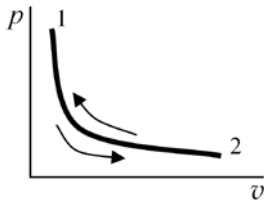


Рис.9

Удельная работа газа при $T = \text{const}$ выражается следующим уравнением

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

Но из уравнения изотермы имеем $p v = p_1 v_1$, или

$$p = \frac{p_1 v_1}{v}, \text{ поэтому}$$

$$l = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

4) изменение внутренней энергии $\Delta u = 0$;

5) изменение энтальпии $\Delta h = 0$;

6) количество теплоты $dq = dh + dl$. $q = l$. Так как $dp = 0$, $dq = dh$; $q = \Delta h$.

7) Изменение энтропии: $ds = \frac{dq}{T}$; $\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \frac{q}{T} = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}$.

8) График процесса в координатах $p-s$ (рис.10):

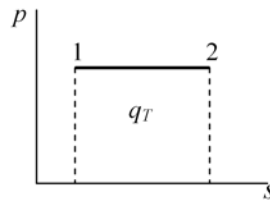


Рис.10

Количество теплоты, переданное системе в изотермическом процессе $q = T(s_2 - s_1)$.

4.4 Адиабатный процесс

Процесс, протекающий без подвода и отвода теплоты, т.е. при отсутствии теплообмена рабочего тела с окружающей средой, называют **адиабатным**, кривая этого процесса называется **адиабатой**.

1) Уравнение процесса $p \cdot v^k = \text{const}$

2) Связь параметров:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$$

3) Адиабата в координатах pv (рис.11) идет круче изотермы, так как $k > 1$:

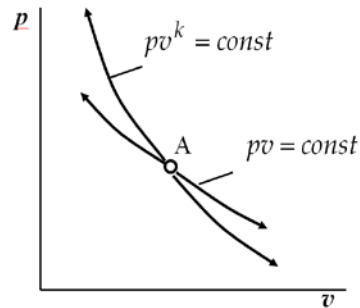


Рис.11

4) изменение внутренней энергии $\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$;

5) изменение энтальпии $\Delta h = c_p(T_2 - T_1)$.

6) Для обратимого адиабатного процесса количество теплоты $dq = du + dl = 0$.
Работа совершается за счет убыли внутренней энергии: $dl = -du$.

$$dl = -du = -c_v(T_2 - T_1) = c_v(T_1 - T_2)$$

$$dl = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{p_1v_1 - p_2v_2}{k-1}$$

7) изменение энтропии $ds = \frac{dq}{T} = 0$, следовательно, $s = const$.

8) График в координатах $P - s$ (рис.12):

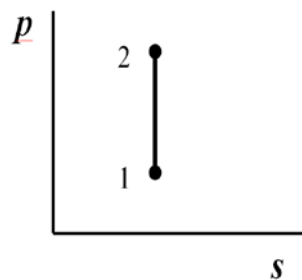


Рис.12

Адиабата расширения направлена сверху вниз ($2 \rightarrow 1$),
Адиабата сжатия – снизу вверх ($1 \rightarrow 2$).

4.5 Политропный процесс

Всякий процесс идеального газа, в котором удельная теплоемкость является постоянной величиной, называют **политропным процессом**, а линию процесса – **политропой**.

Из определения политропного процесса следует, что основные термодинамические процессы – изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный, - если они протекают при постоянной удельной теплоемкости, являются частными случаями политропного процесса.

1) Уравнение процесса $pv^n = const$.

Показатель политропы n принимает для каждого процесса определенное значение. Для основных процессов:

Изохорный: $n = \pm\infty$;

Изобарный: $n = 0$;

Изотермический: $n = 1$;

Адиабатный: $n = k$.

2) Связь параметров: $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n$; $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}$; $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}$.

3) Работа в политропном процессе по аналогии с адиабатным процессом равна:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p_1 v_1^n}{v^n} dv = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n} = \frac{p_1 v_1^n}{1-n} (v_2^{1-n} - v_1^{1-n}) = \frac{1}{n-1} \left(\frac{p_1 v_1^n}{v_1^{n-1}} - \frac{p_2 v_2^n}{v_2^{n-1}} \right) = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

4) Изменение внутренней энергии $\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$.

5) Изменение энтальпии $\Delta h = c_p(T_2 - T_1)$.

6) Изменение энтропии $ds = \frac{dq}{T} = \frac{c_n dT}{T}$. $\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} c_n \frac{dT}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}$

7) Количество тепла, подведенного за время процесса к рабочему телу или отведенного от него $dq = c_n dT$; $q = c_n(T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1)$

8) Изображение основных термодинамических процессов на диаграмме $p-v$ и $T-s$ (рис.13):

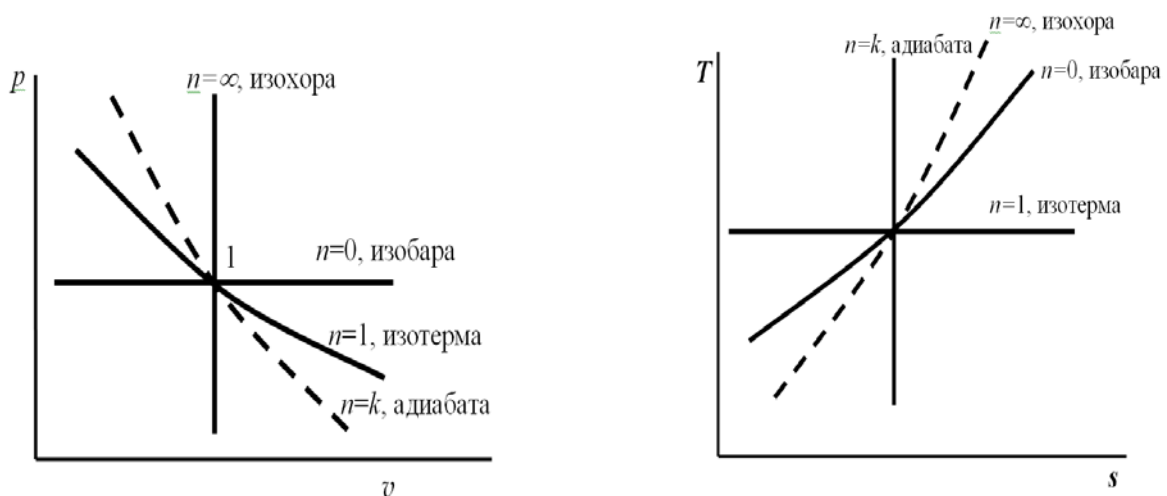


Рис.13

ГЛАВА 5 Второй закон термодинамики

5.1 Основные положения второго закона термодинамики

Первый закон термодинамики, являясь частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии, утверждает, что теплота может превращаться в работу, а работа – в теплоту, не устанавливая условий, при которых возможны эти превращения.

Закон, позволяющий указать направление теплового потока и устанавливающий максимально возможный предел превращения теплоты в работу в тепловых машинах, представляет собой **второй закон термодинамики**.

В 1850 Р. Клаузиус дал наиболее общую и современную формулировку второго закона термодинамики в виде следующего постулата: «Теплота не может переходить от холодного тела к более нагретому сама собой без компенсации».

Одновременно с Р. Клаузиусом в 1851 г. В. Томсон (лорд Кельвин) предложил следующую формулировку: не вся теплота, полученная от теплопередатчика, может перейти в работу, а только некоторая ее часть. Часть теплоты должна перейти в теплоприемник. Существование вечного двигателя второго рода, который способен полностью превращать в работу всю теплоту, полученную только от одного источника, невозможно. В.Ф. Оствальд дал такую формулировку 2-го закона термодинамики: невозможно построить тепловую машину, которая имела бы КПД=1. Тепловую машину, работающую при наличии одного лишь источника теплоты, В.Ф. Оствальд удачно назвал *вечным двигателем второго рода* (в отличие от вечного двигателя первого рода, работающего вопреки закону сохранения работы).

Следовательно, для получения работы необходимо иметь источник теплоты с высокой температурой, или **теплопередатчик**, и источник теплоты с низкой температурой, или **теплоприемник**.

5.2 Круговые термодинамические процессы (циклы)

Для реализации процесса превращения теплоты в работу используют механизмы, которые называются тепловыми машинами или тепловыми двигателями.

При однократном расширении газа в цилиндре при передаче какого-либо количества теплоты можно получить лишь ограниченное количество работы. При любом процессе расширения газа в цилиндре наступает момент, когда температура и давление рабочего тела становятся равными температуре и давлению окружающей среды. На этом совершение работы прекращается.

Для повторного совершения работы необходимо в процессе сжатия вернуть рабочее тело в первоначальное состояние, что сопровождается отводом теплоты и уменьшением энтропии (рис.14).

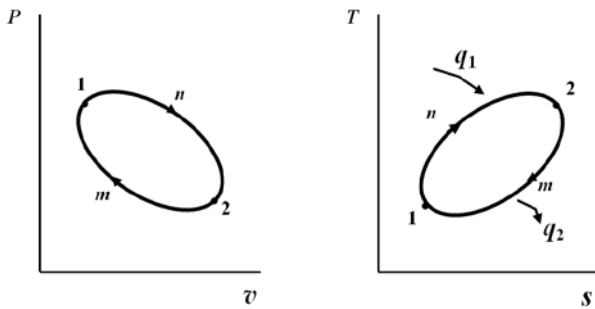


Рис.14

Из рис.15 следует, что если рабочее тело расширяется по кривой 1-d-2, то оно производит работу, изображаемую на $p-v$ – диаграмме площадью 1d243. По достижении точки 2 рабочее тело должно быть возвращено в начальное состояние (в точку 1), для того, чтобы оно снова могло произвести работу. Процесс

возвращения тела в начальное состояние может быть осуществлен тремя путями.

1. Кривая сжатия 2-d-1 совпадает с кривой расширения 1-d-2. В таком процессе вся полученная при расширении работа (площадь 1d243) равна работе сжатия (площадь 2d134) и работа равна нулю.

2. Кривая сжатия 2-n-1 располагается над линией расширения 1-d-2. При этом на сжатие затрачивается большее количество работы (площадь 42n13), чем ее будет получено при расширении (площадь 31d24).

3. Кривая сжатия 2-m-1 располагается под линией расширения 1-d-2. В этом круговом процессе работа расширения (площадь 31d24) будет больше работы сжатия (площадь 42m13). В результате вовне будет отдана положительная работа, изображаемая площадью 1d2m1 внутри замкнутой линии **кругового процесса**, или **цикла**.

Повторяя цикл неограниченное число раз, можно за счет подводимой теплоты получить любое количество работы.

Цикл, в результате которого получается положительная работа, называется **прямым циклом** (или **циклом теплового двигателя**). В нем работа расширения больше работы сжатия.

Цикл, в результате которого расходуется работа, называется **обратным**, в нем работа сжатия больше работы расширения. По обратным циклам работают холодильные установки.

Циклы бывают обратимые и необратимые. Цикл, состоящий из равновесных обратимых процессов, называют **обратимым**. Рабочее тело в таком цикле не должно подвергаться химическим изменениям.

Если хоть один из процессов, входящих в состав цикла, является необратимым, то и весь цикл будет **необратимым**.

Эффективность работы любой тепловой машины может быть оценена коэффициентом полезного действия (термическим КПД) прямого цикла:

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (5.1)$$

Значение η_t является показателем совершенства цикла теплового двигателя. Чем больше η_t , тем большая часть подведенного удельного

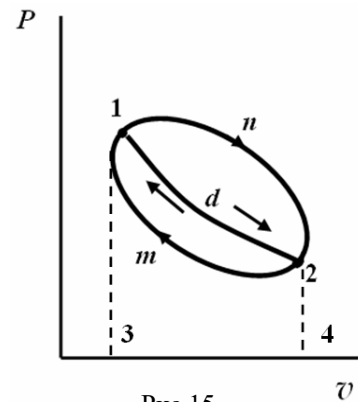


Рис.15

количества теплоты превращается в полезную работу. Термический КПД цикла всегда меньше единицы и мог бы быть равным единице, если бы $q_1 \rightarrow \infty$ или $q_2 = 0$, чего осуществить нельзя:

$$\text{КПД} < 1; \quad \eta_t < 1.$$

Нельзя создать вечный двигатель второго рода, т.е. тепловую машину с КПД > 1 . В замкнутом круговом процессе теплота может превратиться в механическую работу только при наличии разности температур между теплоотдатчиком и теплоприемником. Чем больше эта разница, тем выше КПД цикла теплового двигателя.

В обратном цикле от теплоприемника к рабочему телу подводится удельное количество теплоты q_2 и затрачивается удельная работа l , переходящая в равное удельное количество теплоты, которые вместе передаются теплопередатчику:

$$q_1 = q_2 + l.$$

Без затраты работы сам собой такой переход невозможен.

Степень совершенства обратного цикла определяется так называемым холодильным коэффициентом цикла:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l}. \quad (5.2)$$

Холодильный коэффициент показывает, какое количество теплоты отнимается от теплоприемника при затрате одной единицы работы. Его величина, как правило, больше единицы.

5.3 Цикл Карно. Теорема Карно

Согласно второму закону термодинамики для осуществления цикла должно быть как минимум два источника теплоты: верхний (теплопередатчик) с постоянной температурой T_1 и нижний (теплоприемник) с постоянной температурой T_2 ($T_2 < T_1$).

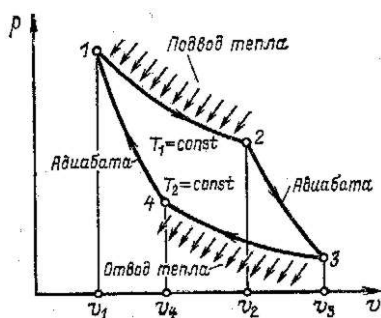


Рис.16

При соблюдении условий обратимости подвод и отвод теплоты в цикле может осуществляться только по изотермам $T_1 = \text{const}$ и $T_2 = \text{const}$. Обратимый переход между T_1 и T_2 возможен только по адиабатам 2-3 и 4-1 (рис.16).

Таким образом, простейший обратимый цикл должен состоять из двух изотерм 1-2 и 3-4 и двух адиабат 2-3 и 4-1. Такой цикл с двумя источниками теплоты впервые был впервые предложен французским инженером С.Карно (1824 г.) и получил название **цикла Карно**.

Из рис. 17 следует, что количество подведенной в цикле теплоты $q_1 = \text{пл.}12s_1s_21 = T_1(s_2 - s_1)$, а отведенной – $q_2 = \text{пл.}34s_1s_23 = T_2(s_2 - s_1)$.

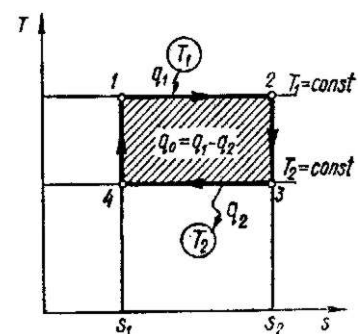


Рис.17

Тогда термический КПД цикла Карно

$$\eta_t^K = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2(s_2 - s_1)}{T_1(s_2 - s_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (5.3)$$

Термический КПД цикла Карно зависит только от абсолютных температур верхнего и нижнего источников теплоты и не зависит от свойств рабочего тела, т.е. не зависит от того, будет ли рабочим телом идеальный или какой-либо другой газ. Это положение имеет строгое доказательство и носит название **теоремы Карно**. Величина термического КПД цикла Карно будет тем больше, чем выше температура теплопередачика и ниже температура теплоприемника. Его величина всегда меньше единицы, так как для получения КПД равного единице, необходимо, чтобы $T_2 = 0$ или $T_1 = \infty$, что неосуществимо. При $T_1 = T_2$ КПД равен нулю, т.е. если тела находятся в тепловом равновесии, то невозможно теплоту превратить в работу.

Термический КПД цикла Карно имеет наибольшее значение по сравнению с КПД любого цикла, осуществляемого в одном и том же интервале температур. Поэтому сравнение термических КПД любого цикла и цикла Карно позволяет делать заключение о степени совершенства использования теплоты в машине, работающей по данному циклу.

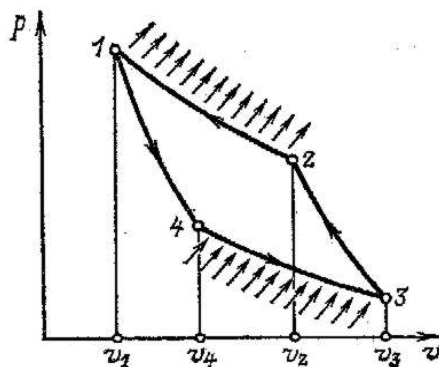


Рис.18

Цикл Карно может протекать не только в прямом, но и в обратном направлении. На рис. 18 представлен **обратный цикл Карно**. Цикл состоит из обратимых процессов и в целом является обратимым. В этом цикле, который осуществляется против часовой стрелки, рабочее тело сжимается сначала по адиабате 3-4 с затратой внешней работы l_1 , а затем по изотерме 4-1 с передачей горячему источнику теплоты q_1 . После этого происходит расширение рабочего тела по адиабате 1-2 с отдачей внешней работы l_2 и понижением температуры от T_1 до T_2 . Затем

происходит расширение по изотерме 2-3 с отнятием от холодного источника (холодильника) теплоты q_2 .

В результате осуществления обратного цикла теплота от холодного тела переходит к более нагретому за счет затраты работы извне l_0 эквивалентной пл. 34123 и равной $l_0 = l_1 - l_2$.

Таким образом, описанный процесс перехода теплоты от нижнего источника к верхнему не противоречит второму закону термодинамики, так как он не протекает самопроизвольно, а сопровождается дополнительным процессом превращения работы в теплоту.

Для обратного цикла Карно холодильный коэффициент

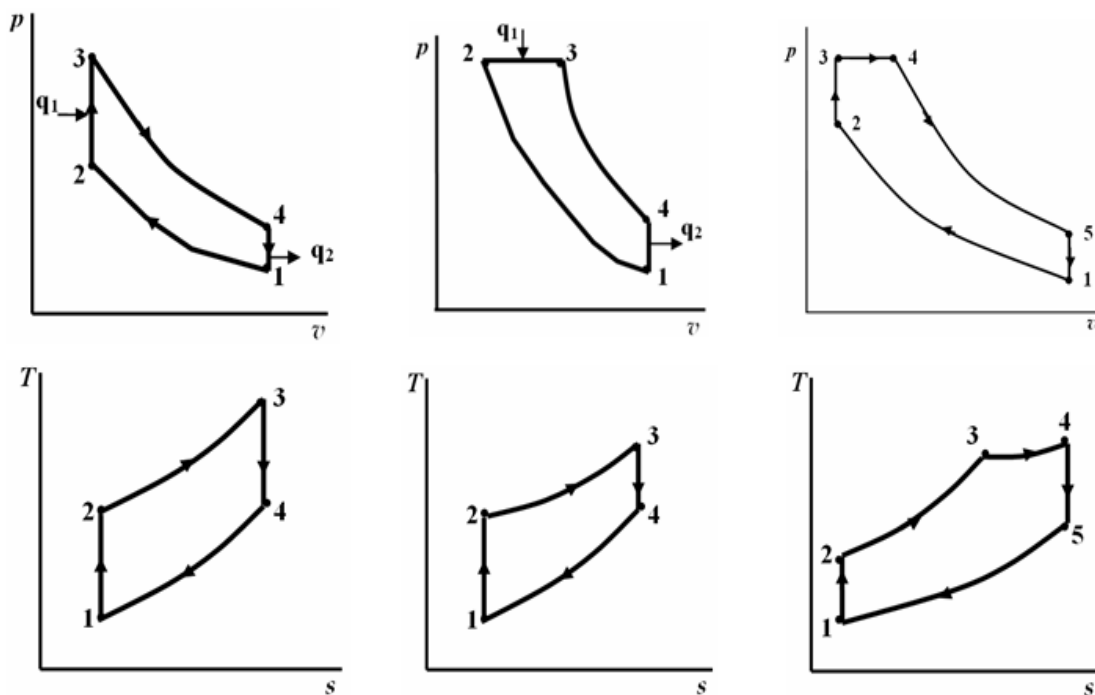
$$\varepsilon^K = \frac{1}{\frac{q_1}{q_2} - 1} = \frac{1}{\frac{T_1(s_3 - s_2)}{T_2(s_3 - s_2)} - 1} = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (5.4)$$

5.4 Теоретические циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

Двигателем внутреннего сгорания (ДВС) называется тепловая машина, в которой непосредственно внутри рабочего цилиндра происходит превращение химической энергии топлива в механическую работу.

Все современные поршневые двигатели внутреннего сгорания разделяются на три группы: 1) с быстрым сгоранием топлива при постоянном объеме (двигатель Отто); 2) с постепенным сгоранием топлива при постоянном давлении (двигатель Дизеля); 3) со смешанным сгоранием топлива частично при постоянном объеме и частично при постоянном давлении (двигатель Тринклера).

При исследовании идеальных термодинамических циклов (рис.19) поршневых двигателей внутреннего сгорания обычно определяют количество подведенной и отведенной теплоты; основные параметры состояния рабочего тела в типичных точках цикла, причем температуры в промежуточных точках вычисляют как функции начальной температуры газа; вычисляют термический КПД цикла по основным характеристикам и производят его анализ.



Двигатель Отто:
 1-2 – адиабатное сжатие
 2-3 – изохорный подвод
 тепла q_1
 3-4 – адиабатное
 расширение
 4-1 – изохорный отвод
 тепла q_2 (возврат в т.1)

Двигатель Дизеля:
 1-2 – адиабатное сжатие
 2-3 – изобарный подвод
 тепла q_1
 3-4 – адиабатное
 расширение
 4-1 – изохорный отвод
 тепла q_2 (возврат в т.1)

Двигатель Тринклера:
 1-2 – адиабатное сжатие
 2-3 – изохорный подвод тепла q_1'
 3-4 – изобарный подвод тепла q_1''
 4-5 – адиабатное расширение
 5-1 – изохорный отвод тепла q_2
 (возврат в т.1)

Рис.19

Основными характеристиками или параметрами любого цикла двигателя внутреннего сгорания являются следующие безразмерные величины:

степень сжатия $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$, представляющая собой отношение начального

удельного объема рабочего тела к его удельному объему в конце сжатия;

степень повышения давления $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$ (2-3 для двигателей Отто, Дизеля),

представляющая собой отношение давлений в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты;

степень предварительного расширения, или **степень изобарного расширения**, $\rho = \frac{v_3}{v_2}$ (для двигателя Дизеля) и $\rho = \frac{v_4}{v_3}$ (для двигателя Тринклера),

представляющая собой отношение объемов в конце и в начале изобарного процесса подвода теплоты.

Методика расчета ДВС. Температуру газа в узловых точках цикла со смешанным подводом теплоты можно легко определить через начальную температуру T_1 и известные характеристики цикла, предполагая, что рабочее тело – идеальный газ.

Для адиабатного процесса сжатия 1-2:

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1};$$

для изохорного процесса 2-3:

$$T_3 = \lambda T_2 = T_1 \lambda \cdot \varepsilon^{k-1};$$

для изобарного процесса 3-4:

$$T_4 = \rho T_3 = T_1 \lambda \cdot \rho \cdot \varepsilon^{k-1};$$

для адиабатного процесса расширения 4-5:

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_4}{v_3} \frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \rho^{k-1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}},$$

откуда:

$$T_5 = T_4 \rho^{k-1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda \rho^k.$$

Количество подводимой и отводимой теплоты в цикле со смешанным подводом соответственно:

$$q_1 = q_1' + q_1'' = c_{vm}(T_3 - T_2) + c_{pm}(T_4 - T_3) = c_{vm}[T_1 \varepsilon^{k-1}(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)];$$

$$q_2 = c_{vm}(T_5 - T_1) = c_{vm} T_1 (\lambda \rho^k - 1).$$

Тогда термический КПД цикла со смешанным подводом теплоты:

$$\eta_{t,v,p} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_{vm} T_1 (\lambda \rho^k - 1)}{c_{vm} T_1 \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]} = 1 - \frac{\lambda \rho^{k-1} - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

При $\rho=1$ цикл со смешанным подводом теплоты обращается в цикл с изохорным подводом теплоты, термический КПД которого:

$$\eta_{t,v} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}},$$

При $\lambda=1$ цикл со смешанным подводом теплоты обращается в цикл с изобарным подводом теплоты с КПД:

$$\eta_{t,p} = 1 - \frac{\rho^{k-1} - 1}{k(\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Сравнение циклов ДВС. Из сравнения выражений для термического КПД циклов ДВС видно, что при одинаковых степенях сжатия цикл с изохорным подводом теплоты имеет больший КПД, чем цикл с изобарным подводом теплоты. Однако практически для двигателей с изобарным подводом теплоты характерна более высокая степень сжатия, поэтому они более экономичны, чем двигатели с изохорным подводом теплоты.

Поэтому целесообразно сравнивать эти циклы при одинаковых конечных давлениях и температурах, т.е. в условиях одинаковых допустимых термических и механических напряжений.

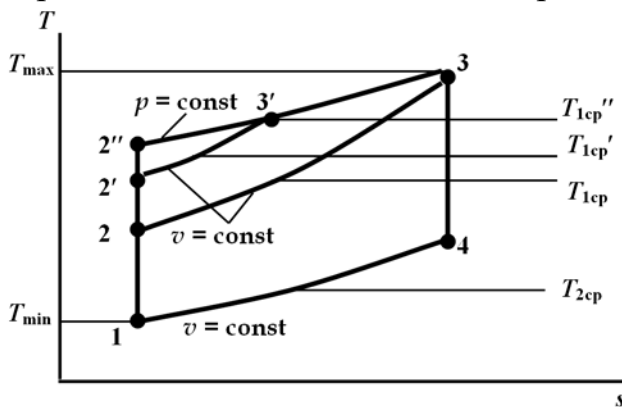


Рис.20

На рис.20 изображены циклы с изохорным, изобарным и смешанным подводами теплоты в одном и том же интервале температур. Как видно, средняя температура подвода теплоты T_{1cp}'' в цикле $p = \text{const}$ больше, чем T_{1cp} в цикле $v = \text{const}$, поэтому КПД цикла $p = \text{const}$ выше, чем КПД цикла $v = \text{const}$.

Однако ДВС с изобарным подводом теплоты имеет ряд существенных конструктивных

недостатков: наличие специального компрессора для распыления топлива, сложное устройство форсунок и др. Между тем цикл со смешанным сгоранием топлива позволяет работать без компрессора. В этом случае подача топлива к форсунке осуществляется топливным насосом под высоким давлением. Как видно из рисунка, термический КПД цикла со смешанным сгоранием топлива будет занимать промежуточное значение, т.е. $\eta_{t,p} > \eta_{t,v,p} > \eta_{t,v}$. По этому циклу работают все современные ДВС тяжелого топлива (дизеля).

5.5 Циклы газотурбинных установок

В качестве простейших циклов газотурбинных установок (ГТУ) приняты: цикл с изобарным подводом теплоты и цикл с изохорным подводом теплоты. Эти циклы отличаются от соответствующих циклов ДВС процессом отвода теплоты — изохорный процесс отвода заменен изобарным. Схема такой установки приведена на рис.21. Теоретический цикл ГТУ с изобарным подводом теплоты (рис.22) состоит из процесса адиабатного сжатия воздуха 1-2

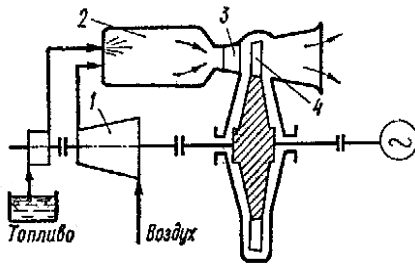


Рис.21

в компрессоре, процесса изобарного подвода теплоты 2-3 в камере сгорания 2, процесса адиабатного расширения 3-4 продуктов сгорания в соплах 3 и преобразования кинетической энергии струи газа на рабочих лопатках 4 и процесса отвода теплоты 4-1 от газа в окружающую среду при постоянном давлении p_1 .

Полезная работа в цикле равна разности между технической работой турбины l_T (площадь

$34p_2p_11$) и технической работой, затраченной на привод компрессора l_K (площадь $1234p_2p_11$), т.е. $l_0 = l_T - l_K =$ площадь 12341 (рис.22а). Эта же полезная работа равна теплоте q_0 , которая вычисляется как разность между количеством подведенной теплоты q_1 (площадь $23s_4s_12$) и отведенной q_2 (площадь $41s_1s_44$), т.е. $q_0 = q_1 - q_2 =$ площадь 12341 (рис.20б).

Техническая работа компрессора:

$$l_K = h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1).$$

Теплота, подведенная в цикл:

$$q_1 = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2).$$

Техническая работа турбины:

$$l_T = h_3 - h_4 = c_p(T_4 - T_1).$$

Теплота, выведенная из цикла:

$$q_2 = h_4 - h_1 = c_p(T_4 - T_1).$$

Работа цикла:

$$l = l_T - l_K = q_1 - q_2.$$

Термический КПД идеального цикла ГТУ можно определить как:

$$\eta_t^{ГТУ} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}.$$

$$\text{Для адиабат 1-2 и 3-4: } \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}; \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}},$$

где $\beta = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_4}$ - степень повышения давления в адиабатном процессе сжатия.

$$\text{Тогда } \eta_t^{ГТУ} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}.$$

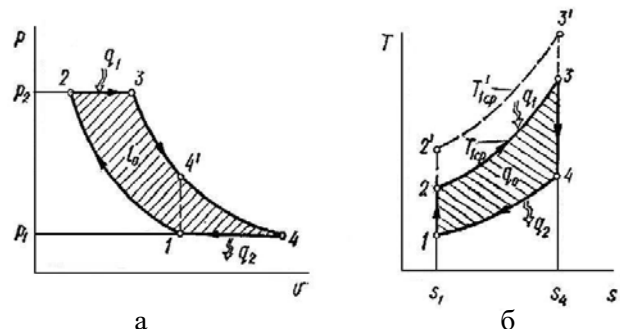


Рис.22

Как видно, термический КПД цикла газотурбинной установки с изобарным подводом теплоты увеличивается с увеличением степени повышения давления β . Это объясняется тем, что с увеличением степени повышения давления повышается средняя температура в процессе подвода теплоты от T_{1cp} до T_{2cp} , как это показано на рис.22б.

ГЛАВА 6 Реальные газы и пары

6.1 Общие свойства реальных газов. Фазовая диаграмма

Рабочими телами в теплоэнергетических установках являются реальные газы, которые не подчиняются уравнению Клапейрона-Менделеева, например, пар различных веществ: воды, аммиака, углекислоты и др. Из них наибольшее распространение получил водяной пар, являющийся рабочим телом в паровых турбинах, паровых машинах, в атомных установках, теплоносителем в различных теплообменниках.

Отклонение свойств реальных газов от идеальных можно оценить по величине отношения $z = \frac{pv}{RT}$, называемого **коэффициентом сжимаемости**, где p – давление, v – удельный объем, R – газовая постоянная, T – абсолютная температура. Для идеального газа z всегда равно единице. Для реальных газов в зависимости от давления и температуры z может быть больше или меньше единицы.

Любое вещество в зависимости от внешних условий (давления и температуры) может находиться в газообразном, жидком и твердом агрегатных состояниях, или фазах, а также одновременно находиться в двух или трех состояниях.

Переход вещества из одного агрегатного состояния в другое называется **фазовым переходом** или **фазовым превращением**.

Кривые фазовых переходов можно изобразить в p - T -координатах (рис.23), где АВ – кривая плавления; АК – кривая кипения (насыщения); АД – кривая сублимации.

Эти три кривые пересекаются в одной точке А, которая носит название **тройной точки**. В тройной точке вещество существует одновременно в трех агрегатных состояниях.

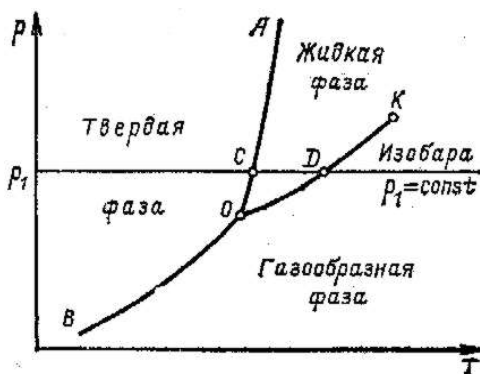


Рис.23

Для воды, например, $p_A = 0,00061$ МПа, $t_A = 0,01^\circ\text{C}$, $v_A = 0.001$ м³/кг.

Вид и расположение кривых АВ, АК и АД зависят от природы вещества. Следует обратить внимание на то, что кривая насыщения АК в верхней точке заканчивается критической точкой К. Для других фазовых кривых таких предельных точек не обнаружено. Значения критических

параметров для воды $p_{кр} = 22,13$ МПа, $t_{кр} = 374,15$ °С, $v_{кр} = 0.0033$ м³/кг.

Английский ученый Т. Эндрюс (1857-1869 гг.) проводил эксперименты по изучению p, v -диаграммы двуокиси углерода, измеряя зависимость v от p на разных изотермах. Т. Эндрюс установил, что с повышением температуры удельный объем v'' сухого насыщенного пара быстро уменьшается, а удельный объем v' насыщенной жидкости, т.е. жидкости, имеющей температуру кипения, увеличивается (рис.24). Следовательно, чем выше температура на изотерме, тем меньше разность $v'' - v'$; иными словами, с повышением температуры уменьшается разница между плотностями жидкой и газовой фаз.

Процесс превращения газа в жидкость происходит одновременно при постоянной температуре и постоянном давлении (процесс $a — e$). Давление

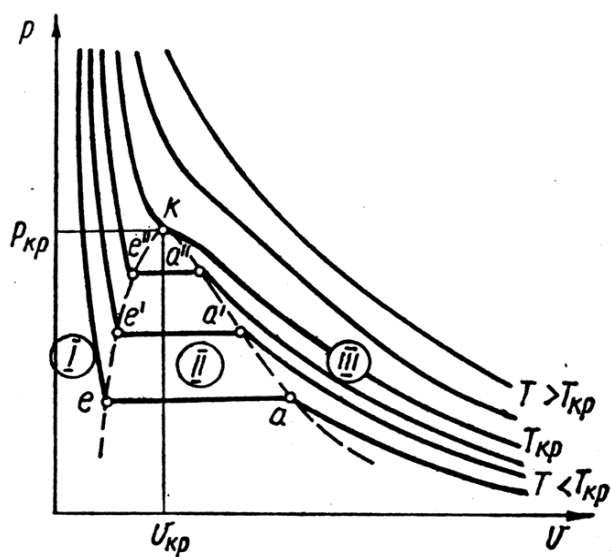


Рис.24

остается неизменным, поскольку в этом случае уменьшение объема происходит за счет частичной конденсации газообразной фазы. В точке e весь газ (пар) полностью превращается в жидкость, и дальнейшее повышение давления будет незначительно уменьшать объем жидкости.

С повышением температуры длина горизонтального участка изотерм, на котором жидкость и газ при данной температуре находятся в равновесии, уменьшается, и точки a и e сливаются в одну точку k . В этой точке изотерма имеет перегиб и горизонтальную касательную. Точка k называется **критической точкой**, а соответствующие ей параметры $p_{кр}$, $v_{кр}$ и $T_{кр}$ называются **критическими параметрами**.

При более высоких температурах ($T > T_{кр}$) изотермы реального газа приближаются к изотермам идеального газа, а участок изотермы с двухфазным состоянием отсутствует. Следовательно, при сверхкритических температурах газ не может быть превращен в жидкость путем изотермного сжатия.

При более высоких температурах ($T > T_{кр}$) изотермы реального газа приближаются к изотермам идеального газа, а участок изотермы с двухфазным состоянием отсутствует. Следовательно, при сверхкритических температурах газ не может быть превращен в жидкость путем изотермного сжатия.

Соединив точки e, e', e'', \dots, k , получим кривую, разделяющую область жидкого состояния (левее от $e — k$) и область двухфазного состояния жидкость + газ (правее $e — k$). Кривая $e — k$ носит название **нижней пограничной кривой**. Аналогично, соединяя точки a, a', a'', \dots, k , получим **верхнюю пограничную кривую**, которая отделяет область двухфазного состояния от области газообразного состояния.

Таким образом, пограничные кривые $e — k$ и $k — a$ делят площадь $p—v$ -диаграммы на три характерные области: I — область жидкого состояния; II — область двухфазного состояния; III — область газообразного состояния.

6.2 Водяной пар. Основные понятия и определения

Парообразование – процесс перехода вещества из жидкого состояния в газообразное.

Испарение – парообразование, происходящее при любой температуре со свободной поверхности жидкости или твердого тела. Интенсивность испарения возрастает с увеличением температуры.

Кипение – процесс интенсивного парообразования как на свободной поверхности жидкости, так и внутри нее, протекающий при постоянной температуре — **температуре кипения (или температуре насыщения t_n)**.

Конденсация – процесс перехода вещества из газообразного состояния в жидкое или твердое. Как и процесс парообразования, протекает при постоянной температуре, если при этом давление не изменяется. Жидкость, полученную при конденсации пара, называют **конденсатом**.

Сублимация – процесс перехода твердого вещества непосредственно в пар. Обратный процесс перехода пара в твердое состояние называется **десублимацией**.

Насыщенный пар – пар, находящийся в динамическом равновесии с жидкостью и имеющий при данной температуре максимальную плотность. С изменением температуры жидкости равновесие нарушается, вызывая соответствующие изменения плотности и давления насыщенного пара.

Сухой насыщенный пар – насыщенный пар при данном давлении, в котором отсутствуют взвешенные высокодисперсные (мельчайшие) частицы жидкой фазы. Состояние сухого насыщенного пара определяется только одним параметром – давлением, или удельным объемом, или температурой.

Влажный насыщенный пар – насыщенный пар, в котором содержатся взвешенные высокодисперсные частицы жидкой фазы, равномерно распределенные по всей массе пара, т.е. двухфазная система, состоящая из сухого насыщенного пара и жидкости.

Степень сухости влажного пара (паросодержание) или массовая доля сухого насыщенного пара – отношение массы сухого насыщенного пара к суммарной массе влажного насыщенного пара (смеси пар-жидкость), x :

$$x = \frac{\text{масса сухого насыщенного пара во влажном}}{\text{масса влажного пара}}$$

Степень влажности пара – массовая доля кипящей жидкости во влажном паре, $(1-x)$. Для кипящей жидкости при температуре насыщения $x=0$, для сухого насыщенного пара $x=1$. Степень сухости пара изменяется в пределах от 0 до 1. Состояние влажного пара определяется двумя величинами: температурой (или давлением) и каким-либо другим параметром, например, степенью сухости пара.

Если сухому насыщенному пару сообщить некоторое количество теплоты при постоянном давлении, то температура его будет возрастать. Пар, получаемый в этом процессе, называется **перегретым паром**. Перегретый пар при данном давлении имеет более высокую температуру, чем температура насыщения ($t > t_n$). Перегретый пар над поверхностью жидкости получить

нельзя. Температура перегретого пара, так же как и газа, является функцией объема и давления. Перегретый пар является ненасыщенным, так как при данном давлении удельный объем перегретого пара больше удельного объема сухого насыщенного пара, а плотность меньше.

Удельная теплота парообразования, r – количество теплоты, затраченное на парообразование 1 кг воды при температуре кипения до сухого насыщенного пара.

Удельная теплота перегрева – количество теплоты, которое необходимо затратить на перегрев 1 кг сухого пара до требуемой температуры при постоянном давлении.

6.3 Термодинамика водяного пара

Для сухого насыщенного пара массовая доля, т.е. степень сухости, $x = 1$. Для кипящей жидкости $x = 0$, т.к. масса сухого пара $m_{\text{п.}} = 0$.

При повышении степени перегрева пар по своим свойствам приближается к идеальному газу. Для определения количества независимых переменных, определяющих состояние пара, воспользуемся правилом фаз Гиббса:

$$\Psi = n - r + 2,$$

где Ψ - число степеней свободы термодинамической системы; n – число независимых компонентов системы; r – число фаз в системе.

Для недогретой до кипения воды: $n = 1$; $r = 1$; $\Psi = 1 - 1 + 2 = 2$ (независимые переменные p и T); для кипящей воды: $n = 1$; $r = 2$; $\Psi = 1 - 2 + 2 = 1$ (p или T); для влажного насыщенного пара: $n = 2$; $r = 2$; $\Psi = 2 - 2 + 2 = 2$ (p и x или T и x); для сухого насыщенного пара: $n = 1$; $r = 2$; $\Psi = 1 - 2 + 2 = 1$ (p или T); для перегретого пара: $n = 1$; $r = 1$; $\Psi = 1 - 1 + 2 = 2$ (p и T).

Для технических нужд водяной пар получают в водяных котлах (парогенераторах), где специально поддерживается постоянное давление. Простейшая схема парогенератора показана на рис.25. Вода поднимается питательным насосом 1 в подогреватель (водяной экономайзер) 2, где за счет теплоты дымовых газов (показано пунктиром) подогревается до температуры кипения $t_{\text{н}}$. Из экономайзера вода попадает через барабан 5 и опускные трубы 4 в систему испарительных трубок 3, которые расположены в топке котла. В испарительных трубках за счет подвода теплоты от дымовых газов часть воды превращается в пар. Образовавшаяся пароводяная эмульсия поднимается в

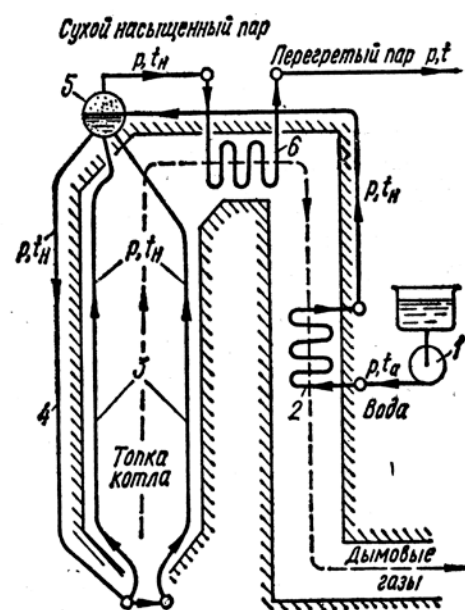


Рис.25

барабан 5, где разделяется на сухой насыщенный пар и воду, которая опять возвращается в испарительный контур. Полученный таким образом сухой насыщенный пар из верхней части барабана поступает в пароперегреватель 6. В нем сухой насыщенный пар за счет теплоты горячих дымовых газов перегревается до требуемой температуры перегретого пара t .

Таким образом, процесс получения перегретого пара состоит из трех последовательных стадий: **подогрева воды до температуры кипения, парообразования и перегрева пара до требуемой температуры.** Все три стадии протекают при постоянном давлении и на термодинамических диаграммах изображаются изобарой.

На фазовой p - v -диаграмме (рис.26), где область двухфазного состояния ограничена кривыми $x = 0$ и $x = 1$, изобарный процесс получения пара изображается горизонтальной прямой $a — d$. Упомянутые выше три стадии характеризуются такими отрезками: ab — подогрев жидкости до температуры кипения t_n ; bc — парообразование; cd — перегрев пара.

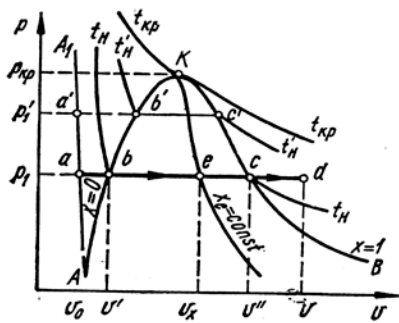


Рис.26

В задачу анализа трех стадий получения перегретого пара входит установление для каждой из стадий особенностей начального и конечного состояний вещества и изменения калорических величин Δu , Δh и Δs .

Процесс подогрева воды до температуры кипения. За начальную температуру воды, поступающей в парогенератор при любом давлении, принимают температуру $t = 0^\circ\text{C}$. Таким образом, на линии AA' (рис.26) a соответствует состояниям так называемой холодной жидкости при разных давлениях, имеющей температуру 0°C (изотерма холодной жидкости). Удельный объем воды при $t = 0^\circ\text{C}$ принимается равным $v_a = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$. Вследствие незначительной сжимаемости воды, линия AA_1 оказывается практически вертикальной прямой. Левее этой прямой находится область равновесного сосуществования воды и льда.

За начало отсчета u , h и s для воды принято считать тройную точку, т.е. $u_A=0$, $h_A=0$ и $s_A=0$. Пренебрегая влиянием давления на изменение объема воды, считают для всех состояний на линии AA' $v_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$, $u_0 = 0$, $h_0 = 0$ и $s_0 = 0$.

Конечное состояние воды в стадии подогрева (точка b) определяется достижением при заданном давлении p температуры кипения или температуры насыщения t_n , которая зависит от давления. Эта зависимость устанавливается опытным путем и приводится в таблицах.

Состояния кипящей или насыщенной воды для различных давлений будут соответствовать линии AK , которая называется **нижней пограничной кривой**. Она изображает зависимость удельных объемов кипящей воды v' от давления. На нижней пограничной кривой степень сухости $x = 0$.

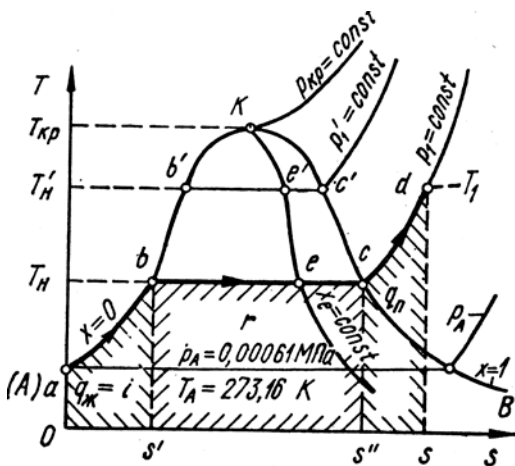


Рис.27

принимается условно равной нулю, точка a будет располагаться на оси ординат на 273° выше абсолютного нуля.

Процесс парообразования. Дальнейший подвод теплоты к кипящей жидкости сопровождается бурным парообразованием внутри жидкости и переходом части воды в пар. Участку $b — c$ будет соответствовать равновесное состояние смеси жидкости и пара (влажный насыщенный пар), характеризуемое в каждой точке процесса массовой долей содержащегося в ней сухого насыщенного пара (степенью сухости x).

Конечное состояние в этой стадии характеризуется полным превращением жидкости в пар, который будет иметь температуру, равную температуре насыщения ($t_c = t_H$) при заданном давлении. Такой пар носит название сухого насыщенного пара.

Процесс парообразования $b — c$ является одновременно изобарным ($p_H = \text{const}$) и изотермным ($t_H = \text{const}$), что соответствует всем процессам фазовых превращений (затрачиваемая теплота расходуется не на повышение температуры, а только на преодоление сил притяжения между молекулами и на работу расширения пара).

Состояние сухого насыщенного пара при разных давлениях будут соответствовать линии ВК, которая называется **верхней пограничной кривой**. На верхней пограничной кривой в каждой точке степень сухости $x = 1$. Параметры сухого насыщенного пара обозначаются двумя штрихами (v'', u'', H', s''). Их зависимость от p_H и t_H также приводится в таблицах.

Количество теплоты, затрачиваемое на парообразование в процессе $b — c$, называется **теплотой парообразования** или **теплотой фазового превращения**, r .

$$q_{bc} = H'' - H' = r.$$

Процесс перегрева пара характеризуется повышением температуры от t_H до требуемой температуры перегретого пара t при постоянном давлении за счет дополнительного подвода теплоты к сухому насыщенному пару в пароперегревателе парогенератора (процесс $c — d$). Удельный объем пара при перегреве увеличивается ($v > v''$). Следовательно, пар, имеющий при данном давлении температуру или удельный объем больше, чем соответствующие

Параметры кипящей жидкости обозначаются соответствующими буквами со штрихом (v', u', h', s') и приводятся в таблицах в зависимости их от давления p_H или температуры t_H .

Количество теплоты, необходимое для осуществления этой стадии, называется **теплотой жидкости**: $q_{ab} = h' - h_0$.

На $T-s$ — диаграмме (Рис.27) изобарный процесс подогрева воды изображается логарифмической кривой $a — b$. Поскольку энтропия воды при 0°C

параметры сухого насыщенного пара, окажется перегретым. Разность $t - t_n$ называется **степенью перегрева пара**.

Состояние перегретого пара в отличие от насыщенного определяется не одним, а двумя независимыми параметрами – обычно давлением p и температурой t .

Количество теплоты, необходимой для перегрева 1 кг сухого пара до требуемой температуры при постоянном давлении, называется теплотой перегрева $q_{пер}$:

$$q_{пер} = h - h'$$

Для определения термодинамических параметров воды и водяного пара используются два метода:

1. Определение термодинамических параметров по таблицам термодинамических свойств воды и водяного пара. Используя данные таблиц, можно определить параметры влажного насыщенного пара по расчетным формулам:

$$v_x = v''x + (1-x)v'; h_x = h''x + (1-x)h' = h' + rx; s_x = s''x + (1-x)s'$$

2. Использование фазовых диаграмм.

6.4 h - s -Диаграмма водяного пара

Для практических расчетов процессов водяного пара широкое применение h - s -диаграмма или диаграмма Молье.

В системе координат h - s (рис.28) сначала строятся нижняя (А—К) и верхняя (К—В) пограничные кривые по табличным данным h' , s' и h'' , s'' . Нижняя пограничная кривая проходит через начало координат, т.к. при $t_n = 0^\circ\text{C}$ энтальпия и энтропия приняты равными нулю.

Как видно из рисунка, в h - s –диаграмме несколько необычно положение критической точки на пограничной кривой: критическая точка расположена значительно левее максимума пограничной кривой. Это объясняется следующим. Из уравнения $dh = Tds + vdp$

для полной производной от энтальпии по энтропии вдоль пограничной кривой получаем:

$$\frac{dh}{ds} = T + v \frac{dp}{ds}$$

Поскольку в критической точке $(\frac{dp}{ds})_{кр} = 0$, получаем, что $(\frac{dh}{ds})_{кр} = T$.

Следовательно, тангенс угла наклона касательной к пограничной кривой в h - s –диаграмме в критической точке равен $T_{кр}$.

Поскольку в соответствии с

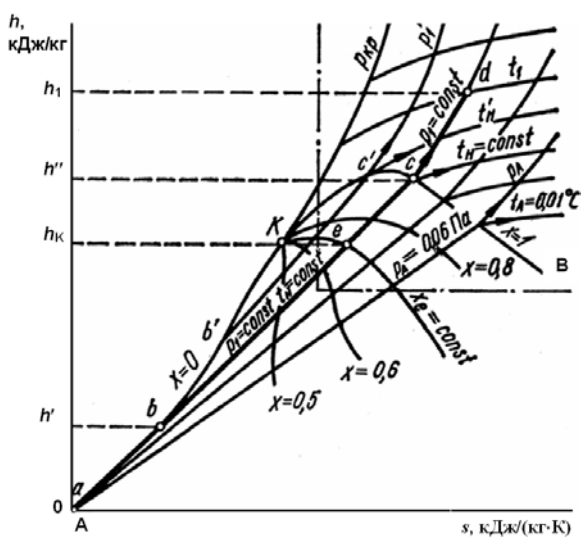


Рис.28

уравнением $(\frac{dh}{ds})_p = T$, изобары в $h-s$ –диаграмме всегда имеют положительный наклон, т.е. с ростом энтропии на изобаре энтальпия всегда возрастает.

Из этого уравнения следует, что $(\frac{\partial^2 h}{\partial s^2})_p = (\frac{\partial T}{\partial s})_p$. Отсюда с учетом уравнения для изобарной теплоемкости $c_p = T(\frac{\partial s}{\partial T})_p$ получаем $(\frac{\partial^2 h}{\partial s^2})_p = \frac{T}{c_p}$.

Из этого соотношения видно, что кривизна изобары в $h-s$ –диаграмме всегда положительна и, следовательно, изобары, в том числе и сверхкритические, не имеют перегиба.

В двухфазной области изобары совпадают с изотермами и являются прямыми линиями с угловым коэффициентом, равным температуре насыщения:

$$k = \frac{dh}{ds} = \frac{dq}{ds} = \frac{T_n ds}{ds} = T_n = \text{const}$$

Чем выше давление насыщения и, следовательно, выше температура, тем круче идет изобара в двухфазной области $h-s$ –диаграммы. Именно этим и объясняется характерный веерообразный ход изобар в двухфазной области.

Поскольку тангенс угла наклона изобары в $h-s$ –диаграмме равен температуре, очевидно, что в этой диаграмме изобары пересекают пограничные кривые без излома. Теплота парообразования на данной изобаре $r = h'' - h'$ равна разности ординат точек пересечения изобары с правой и левой пограничными кривыми.

Поскольку

$$(\frac{\partial h}{\partial s})_T = T - v(\frac{\partial T}{\partial v})_p$$

а величина $(\frac{\partial T}{\partial v})_p$ изменяется скачком, изотермы пересекают пограничные кривые в $h-s$ –диаграмме с изломом. Поэтому в области перегретого пара ($x = 1$) изобары и изотермы расходятся, причем изобары поднимаются кверху в виде логарифмических кривых, а изотермы стремятся к горизонтали. Это объясняется тем, что с понижением давления перегретый пар по свойствам приближается к идеальному газу, энтальпия которого зависит только от температуры, т.е. линии $t = \text{const}$ одновременно являются линиями $h = \text{const}$. В области влажного пара нанесены линии одинаковой степени сухости $x = \text{const}$. На эту же диаграмму часто наносят изохоры, которые проходят круче изобар (на рисунке не показаны).

$h-s$ -Диаграмма обладает рядом важных свойств: по ней можно быстро определить параметры пара и разность энтальпий в виде отрезков, наглядно изобразить адиабатный процесс, имеющий большое значение при изучении работы паровых двигателей, и решать другие задачи.

ГЛАВА 7 Термодинамические свойства и процессы парогазовых смесей

7.1 Основные определения и характеристики влажного воздуха

Влажный воздух — смесь сухого воздуха (не содержащего молекул воды) с водяным паром. В атмосферном воздухе, как правило, пар находится под небольшим парциальным давлением и в перегретом состоянии. Влажный воздух можно рассматривать как такую смесь газов, один из компонентов которой – водяной пар – при снижении температуры может переходить в другую фазу (жидкую или твердую) и вследствие этого выпадать из смеси. Поэтому количество водяного пара в рассматриваемой смеси не может быть произвольным. В зависимости от температуры и полного давления смеси количество водяного пара во влажном воздухе не может превышать определенного значения. В этом и состоит принципиальное отличие влажного воздуха от обычных газовых смесей.

Согласно закону Дальтона, общее давление влажного воздуха, которое равно барометрическому давлению $p_{\text{бар}}$, представляет собой сумму парциальных давлений сухого воздуха $p_{\text{с.в}}$ и водяного пара $p_{\text{п}}$, входящего в его состав: $p_{\text{бар}} = p_{\text{с.в}} + p_{\text{п}}$.

Ненасыщенный влажный воздух — смесь сухого воздуха и перегретого пара ($p_{\text{п}} < p_{\text{н}}$).

Насыщенный влажный воздух — смесь сухого воздуха и сухого насыщенного водяного пара ($p_{\text{п}} = p_{\text{н}}$).

Температура точки росы, $t_{\text{р}}$ — температура, до которой нужно охладить влажный воздух при постоянном давлении, чтобы он стал насыщенным.

Абсолютная влажность воздуха — парциальное давление водяного пара $p_{\text{п}}$, выражаемое в мм рт.ст. (1 мм рт.ст. = 133,322 Па). Абсолютной влажностью называют так же количество водяного пара, приходящегося на 1 м³ влажного воздуха, т.е.

$$\frac{m_n}{V_{\text{в.в.}}} = \frac{m_n}{V_n} = \rho_n \quad (7.1)$$

Учитывая, что объем влажного воздуха $V_{\text{в.в.}}$ равен объему пара $V_{\text{п}}$, абсолютная влажность воздуха численно равна плотности содержащегося в нем водяного пара $\rho_{\text{п}}$.

Относительная влажность воздуха — отношение парциального давления водяного пара $p_{\text{п}}$, содержащегося во влажном воздухе, к давлению насыщенного водяного пара $p_{\text{н}}$ при данной температуре (т.е. максимально возможному парциальному давлению водяного пара при этой температуре). Относительной влажностью так же называют отношение абсолютной влажности $\rho_{\text{п}}$ к максимально возможной абсолютной влажности $\rho_{\text{н}}^{\text{max}} = \rho_{\text{н}}$, соответствующей температуре насыщения $t_{\text{н}}$. Относительная влажность воздуха характеризует степень насыщения, т.е.

$$\varphi = \frac{p_{\text{п}}}{p_{\text{н}}} = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{н}}^{\text{max}}} = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{н}}} \cdot 100\% \quad (7.2)$$

Относительная влажность может меняться в пределах от $\varphi = 0$ (сухой воздух) до $\varphi = 100\%$ (влажный насыщенный воздух). Величина φ показывает степень насыщения воздуха водяным паром в % по отношению к состоянию полного насыщения при той же температуре.

Влагосодержание, d — масса водяного пара (кг), приходящегося на 1 кг сухого воздуха или, что то же самое, на $(1 + d)$ кг влажного воздуха:

$$d = \frac{m_n}{m_{с.в.}}. \quad (7.3)$$

Иногда оказывается более удобным иметь дело с числом молей водяного пара и сухого воздуха. В этом случае можно определить мольное влагосодержание x как отношение числа молей водяного пара к числу молей сухого воздуха. Число молей водяного пара в смеси равно $\frac{m_{\text{воды}}}{\mu_{\text{воды}}}$, а число

молей сухого воздуха - $\frac{m_{\text{возд}}}{\mu_{\text{возд}}}$, где $\mu_{\text{воды}}$ и $\mu_{\text{возд}}$ - молекулярные массы

соответственно воды и воздуха. Отсюда следует, что $x = \frac{\mu_{\text{возд}} m_{\text{воды}}}{\mu_{\text{воды}} m_{\text{возд}}}$. так как

$\mu_{\text{возд}} = 28,96$ и $\mu_{\text{воды}} = 18,016$, то с учетом (3) получаем:

$$x = 1,61 d \text{ или } d = 0,622 x.$$

Величины d и x характеризуют влажный воздух, в котором вода может находиться как в виде пара, так и в виде капелек влаги или кристалликов льда (снег).

Величину влагосодержания d можно определить следующим образом. Уравнения состояния для сухого воздуха и водяного пара, входящих в объем V (м^3) влажного воздуха, $p_{с.в.} V = m_{с.в.} R_{с.в.} T$ и $p_n V = m_n R_n T$, и разделим почленно:

$$\frac{p_{с.в.}}{p_n} = \frac{m_{с.в.} R_{с.в.}}{m_n R_n} = \frac{m_{с.в.} \cdot 287,04}{m_n \cdot 461,6} = \frac{0,622}{d}.$$

Тогда влагосодержание d в кг на 1 кг сухого воздуха:

$$d = \frac{0,622 p_n}{p - p_n}. \quad (7.4)$$

Из полученного уравнения видно, что с увеличением парциального давления пара p_n влагосодержание d увеличивается.

Максимально возможное влагосодержание d_n при данной температуре:

$$d_n = \frac{0,622 p_n}{p - p_n}. \quad (7.5)$$

И для случая, когда влажный воздух находится при атмосферном давлении

$$d_n = \frac{0,622 p_n}{p_{\text{бар}} - p_n}$$

Из уравнений (7.2) и (7.4) можно получить выражение, связывающее влагосодержание с относительной влажностью:

$$\varphi = \frac{d}{0,622 + d} \cdot \frac{p}{p_n}. \quad (7.6)$$

7.2 Плотность и удельная энтальпия влажного воздуха

Плотность влажного воздуха равна сумме плотностей пара и сухого воздуха, взятых при своем парциальном давлении и при температуре смеси:

$$\rho = \rho_{\text{с.в.}} + \rho_{\text{п}} = \rho_{\text{с.в.}}(1+d) = \rho_n \frac{1+d}{d} \quad (7.7)$$

Энтальпию влажного воздуха принято относить к 1 кг сухого воздуха или к $(1+d)$ кг влажного воздуха:

$$h = h_{\text{с.в.}} + d \cdot h_{\text{п}}$$

Для температур и давлений, используемых в сушильной технике, можно считать теплоемкости сухого воздуха и пара постоянными: $c_{p \text{ с.в.}} = 1$ кДж/(кг·К); $c_{p \text{ п.}} = 1,97$ кДж/(кг·К),

тогда:

$$h_{\text{с.в.}} = c_{p \text{ с.в.}} \cdot t, \\ h_{\text{п}} = c_{p \text{ воды}} t_{\text{н}} + r + c_{p \text{ п.}} (t - t_{\text{н}}),$$

где $c_{p \text{ воды}} = 4,19$ кДж/(кг·К) — теплоемкость воды;

$r = 2501 - 2,3 t_{\text{н}}$ — теплота парообразования воды, кДж/кг.

Отсюда:

$$h_{\text{п}} = 4,19 t_{\text{н}} + 2501 - 2,3 t_{\text{н}} + 1,93(t - t_{\text{н}}), \\ h_{\text{п}} = 2501 + 1,93 t.$$

Энтальпия влажного воздуха (формула Л.К.Рамзина):

$$h = t + d(2501 + 1,93t) \text{ кДж/кг сух.в.} \quad (7.8)$$

Как видно, энтальпия влажного воздуха не зависит от давления. Это естественно, поскольку компоненты смеси мы считаем идеальными газами, не реагирующими между собой.

7.3 h - d -Диаграмма влажного воздуха

Параметры влажного воздуха обычно определяют графическим путем с помощью h - d -диаграммы, предложенной проф. Л.К.Рамзиным в 1918 г. (Приложение 3).

Если по оси ординат отложить энтальпию влажного воздуха h , а по оси абсцисс — влагосодержание d , то мы получим h - d -диаграмму, с помощью которой можно значительно упростить расчеты, связанные с влажным воздухом, в частности определение параметров и исследование процессов сушки.

Для увеличения расстояния между линиями характеристик ненасыщенного влажного воздуха оси h и d располагают под углом 135° . Линии $d = \text{const}$ в этой косоугольной диаграмме располагаются вертикально, параллельно оси ординат.

На диаграмму наносят сетку изотерм, построенную по уравнению (8). Эти изотермы представляют собой прямые линии, угловой коэффициент которых определяется из уравнения:

$$\frac{\partial h}{\partial d} = 2500 + 1,93t$$

На каждой изотерме находят точки с одинаковыми значениями φ . Соединив их, получают сетку кривых $\varphi = \text{const}$. Кривая $\varphi = 100\%$ изображает состояние влажного насыщенного воздуха и является пограничной кривой. Эта кривая разделяет область ненасыщенного влажного воздуха (сверху) и область тумана (снизу), в которой влага частично находится в капельном состоянии.

h - d -Диаграмма построена для давления влажного воздуха $p = 745$ мм рт.ст. (примерно 99 кПа). Линии $\varphi = \text{const}$ поднимаются до изотермы $99,4^\circ\text{C}$ (температура насыщения при $p = 745$ мм рт.ст.), после чего почти вертикально поднимаются вверх, т.к. при $t > t_{\text{н}}$ парциальное давление пара $p_{\text{п}} = \varphi p$. Тогда:

$$d = 0,622 \frac{\varphi p}{p + \varphi p} = 0,622 \frac{\varphi}{1 - \varphi}$$

Или:

$$\varphi = \frac{d}{d + 0,622}$$

Состояние влажного воздуха (точка А) можно определить по каким-либо двум параметрам (φ и t или $p_{\text{п}}$ и t), после чего найти h и d . Для этого же состояния можно найти и температуру точки росы, для чего из точки А следует провести вертикаль ($d = \text{const}$) до пересечения с линией $\varphi = 100\%$, тогда изотерма, проходящая через точку пересечения, будет соответствовать температуре точки росы $t_{\text{р}}$.

Процессы нагревания и охлаждения влажного воздуха совершаются при неизменном влагосодержании, т.е. при $d = \text{const}$. На h - d -диаграмме эти процессы изображаются вертикальными линиями, проведенными до пересечения с соответствующими изотермами. При этом процесс охлаждения влажного воздуха справедлив только до состояния полного насыщения воздуха, т.е. до $\varphi = 100\%$. При дальнейшем охлаждении воздух окажется перенасыщенным влагой, и она будет выпадать из него в виде росы. На h - d -диаграмме этот процесс можно условно считать проходящим по линии $\varphi = 100\%$, что дает возможность определить конечное влагосодержание. Количество влаги, образовавшейся в результате конденсации, равно разности влагосодержания в начальный и конечный моменты процесса конденсации.

При сушке различных продуктов нагретым воздухом влагосодержание его увеличивается за счет испаренной воды. Этот процесс называют **адиабатным испарением воды**, если тепло, необходимое для испарения, берется только из окружающего воздуха. Температура воздуха при этом понижается, причем если этот процесс продолжается до полного насыщения воздуха, то температура его понижается до так называемой **температуры адиабатного насыщения воздуха**, известной также под названием **истинной температуры мокрого термометра**.

Идеальный процесс насыщения воздуха влагой в условиях постоянного давления происходит при неизменной энтальпии влажного воздуха ($h = \text{const}$) и изображается на $h-d$ -диаграмме отрезками, отложенными вдоль линий постоянной энтальпии.

ГЛАВА 8 Термодинамика потока газов и паров

8.1 Основные уравнения процессов течения

В технике имеется большая группа машин, в которых работа производится за счет внешней кинетической энергии рабочего тела: паровые турбины, газовые турбины, реактивные двигатели и др. Для расчета этих машин и устройств необходимо знать закономерности процесса истечения рабочего тела и изменения параметров его состояния.

Рассмотрим поток газа в канале произвольной формы (рис.29), в любом сечении которого устанавливаются вполне определенные параметры состояния рабочего тела, не зависящие от времени. При установившемся движении потока через все сечения канала в любой момент времени протекает одно и то же массовое количество газа, т.е. массовый расход

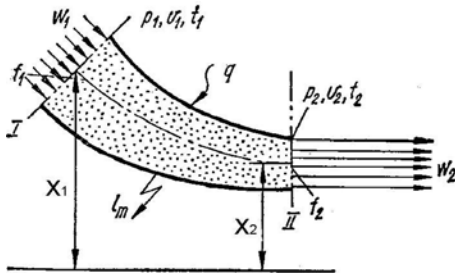


Рис.29

$$m = fw\rho = \frac{fw}{v} = \text{const},$$

где m – массовый расход, кг/с; f – сечение потока, м^2 ; w – скорость потока, м/с; ρ – плотность газа, $\text{кг}/\text{м}^3$; v – удельный объем газа, $\text{м}^3/\text{кг}$.

Для любого сечения справедливо выражение:

$$mv = fw. \quad (8.1)$$

Полученное равенство называют **уравнением постоянства расхода** или **уравнением неразрывности**.

Уравнение первого закона термодинамики при допущении об обратимости процесса течения газов и паров запишется так же, как и (3.1) для процесса без видимого движения газа:

$$q = \Delta u + l,$$

где l – работа, совершаемая потоком газа или пара.

В общем случае

$$l = l_{\text{прот}} + l_w + l_{\text{пот}} + l_{\text{т}},$$

где $l_{\text{прот}} = p_1v_1 - p_2v_2$ – работа проталкивания, т.е. работа против сил давления на входе потока в канал и на выходе из канала;

$l_w = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \Delta \frac{w^2}{2}$ – работа, затрачиваемая на изменение внешней кинетической энергии 1 кг потока;

$l_{\text{пот}} = g(x_2 - x_1) = g\Delta x$ – работа, затрачиваемая на изменение внешней потенциальной энергии 1 кг потока;

l_T - техническая работа, которая отбирается от потока (турбинный канал) или подводится к нему (компрессорный канал).

С учетом вышесказанного аналитическое выражение первого закона термодинамики принимает вид:

$$q = u_2 - u_1 + p_2 v_2 - p_1 v_1 + \Delta \frac{w^2}{2} + l_T + g\Delta x$$

или

$$q = h_2 - h_1 + \Delta \frac{w^2}{2} + l_T + g\Delta x. \quad (8.2)$$

Если использовать второй вид аналитического выражения первого закона термодинамики, то

$$q = h_2 - h_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (8.3)$$

Сравнивая выражения (8.2) и (8.3), получаем:

$$\Delta \frac{w^2}{2} + g\Delta x + l_T = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (8.4)$$

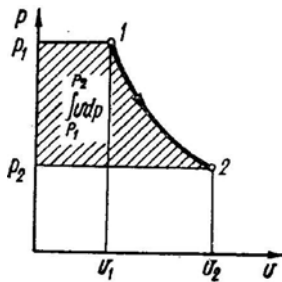


Рис.30

Интеграл в этом выражении изображается на p - v -диаграмме (рис.30) площадью $12p_2p_11$ и представляет часть работы расширения (термодинамической работы), которая может быть полезно использована на изменение внешней энергии потока и на совершение технической работы. Этот интеграл часто называют **располагаемой работой** $l_{расп}$:

$$l_{расп} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v dp.$$

Во многих случаях можно пренебречь изменением скорости потока и его внешней потенциальной энергии ($\Delta \frac{w^2}{2} = 0$, $g\Delta x = 0$). Тогда располагаемая работа

будет состоять только из технической работы: $l_T = - \int_{p_1}^{p_2} v dp$ и выражение первого

закона термодинамики для потока примет вид:

$$q = h_2 - h_1 + l_{расп},$$

т.е. теплота, сообщаемая извне потоку, расходуется на изменение энтальпии ($h_2 - h_1$) и на располагаемую работу $l_{расп}$.

Если кривая 1-2 (рис.30) является политропой с показателем n , то

$$l_{расп} = \int_{p_2}^{p_1} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v_1 \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{n}} dp = \frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = n l. \quad (8.5)$$

В зависимости от показателя политропы располагаемая работа $l_{расп}$ может быть больше или меньше термодинамической работы l либо равной ей.

8.2 Истечение газов и паров

8.2.1 Истечение идеального газа

Истечением называется ускоренное движение газа через относительно короткие каналы особой формы – сопла, в которых происходит падение давления. Если в каналах происходит уменьшение скорости движения и увеличение давления, такие каналы называются диффузорами. Сопла и диффузоры бывают суживающимися и расширяющимися.

Так как сопла представляют собой короткие каналы и время пребывания в них потока незначительно, теплообменом между стенками канала можно пренебречь и процесс истечения считать адиабатным ($q = 0$).

В случае неподвижных каналов ($I_T = 0$) первый закон термодинамики для потока принимает вид:

$$0 = h_2 - h_1 + \Delta \frac{w^2}{2}$$

или
$$h_1 - h_2 = \Delta \frac{w^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2}, \quad (8.6)$$

т.е. при адиабатном истечении убыль энтальпии расходуется на изменение кинетической энергии потока.

Скорость адиабатного истечения будет равна:

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

Во многих случаях $w_2 \gg w_1$, поэтому можно записать

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)}. \quad (8.7)$$

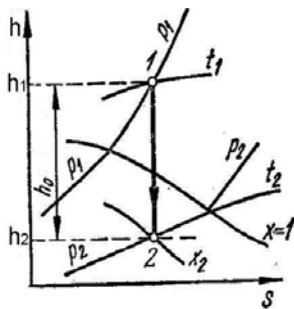


Рис.31

Разность $h_1 - h_2 = h_0$, Дж/кг называют **располагаемым теплоперепадом**. Для водяного пара располагаемый теплоперепад удобно получать из h - s -диаграммы (рис.31), где прямая 1-2 изображает адиабатный процесс истечения.

Выражение для скорости адиабатного истечения идеального газа может быть получено из (8.4) при следующих допущениях: $I_T = 0$, $I_{пот} = 0$

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = \int_{p_2}^{p_1} v dp. \quad (8.8)$$

Учитывая (8.5) и то, что $w_1^2 \approx 0$, $n = k$, получим:

$$w_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (8.9)$$

Секундный расход газа через сопло сечения f_2 можно определить из уравнения постоянства расхода (8.1), подставив в него w_2 из (8.9), а v_2 из уравнения адиабаты $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$:

$$m = f_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (8.10)$$

Анализ уравнений (8.9) и (8.10) показывает, что для данного газа и заданных p_1 и v_1 скорость и расход зависят только от соотношения давлений $\frac{p_2}{p_1} = \beta$. Давление и скорость, при которых устанавливается максимальный расход, называются **критическими** ($p_{2кр}$, $w_{2кр}$). Критическая скорость истечения равна скорости распространения звука в вытекающей среде. На этом основании критическую скорость называют звуковой.

Из соотношения $\frac{p_{2кр}}{p_1} = \beta_{кр}$ можно определить максимальный расход $m_{кр}$ и максимальное значение скорости $w_{2кр}$. Максимальное значение для m получается тогда, когда

$$\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (8.11)$$

При ориентировочных расчетах можно принять для двухатомных газов ($k = 1,4$) $\beta = 0,528$, для многоатомных и перегретого пара ($k = 1,3$) $\beta = 0,546$.

Если подставить в выражения (8.9) и (8.10) подставить значения β из (8.11), получим:

$$w_{2кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1}, \text{ м/с}; \quad (8.12)$$

$$m_{\max} = f_2 \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{k}}}, \text{ кг/с}. \quad (8.13)$$

Зависимость профиля сопла от скорости (взаимосвязь между площадью сечения канала и скоростью истечения) устанавливается из уравнения постоянства расхода (8.1).

В случае течения несжимаемой жидкости (например, воды, нефти), для которой $v = \text{const}$, получаем обратно пропорциональную зависимость между сечением сопла и скоростью.

В случае течения сжимаемого газа сечение сопла (профиль) при данном секундном расходе газа m будет определяться характером изменения не только скорости w , но и удельного объема v , который изменяется по закону адиабаты.

Уравнение неразрывности в дифференциальной форме:

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{dw}{w}. \quad (14)$$

Степень изменения сечения сопла $\frac{df}{f}$ по направлению движения потока

зависит от знака выражения $\frac{dv}{v} - \frac{dw}{w}$.

Выразим из уравнения адиабаты величину $\frac{dv}{v}$, а из выражения (8.2) величину $\frac{dw}{w}$ и подставим их в (8.14):

$$\frac{df}{f} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p} + \frac{v}{w^2} dp = \left(\frac{v}{w^2} - \frac{1}{kp} \right) dp. \quad (8.15)$$

Анализ уравнения (8.15) позволяет сделать следующие выводы. Поскольку при адиабатном расширении давление газа по длине сопла падает ($dp < 0$), а удельный объем возрастает ($dv > 0$), скорость движения газа возрастает ($dw > 0$). Если $w < \sqrt{kp v}$, то сечение канала, по которому течет газ, уменьшается, и, наоборот, если $w > \sqrt{kp v}$, то сечение канала увеличивается. Но $w = \sqrt{kp v}$ выражает скорость распространения звука в газе, состояние которого характеризуется параметрами p и v .

Следовательно, если газ с начальными параметрами p_1 и v_1 истекает в среду с давлением $p_2 < p_{2кр}$ и требуется получить $w_2 > w_{2кр}$, то сопло должно сначала суживаться, а затем расширяться к выходу, как это показано на рис.32.

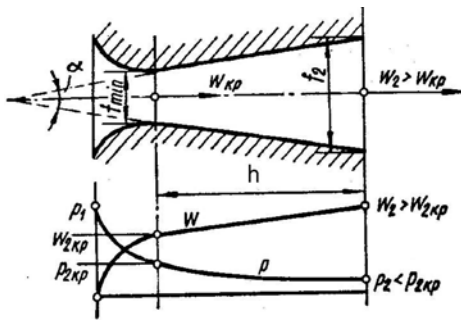


Рис.32

В таком комбинированном сопле, называемом по имени его изобретателя **соплом Лаваля**, в самом узком сечении всегда устанавливается критическая скорость $w_{2кр}$ и максимальный расход. Далее в расширяющейся части при постоянном расходе m_{\max} скорость увеличивается до величины w_2 , определяемой уравнением (8.9).

При известном расходе площадь минимального сечения сопла $f_{\text{сопла}}$ вычисляется по (8.13), а площадь выходного сечения f_2 – по (8.10).

Длина расширяющейся части сопла l определяется из геометрических соотношений

$$l = \frac{D-d}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}},$$

где D – диаметр выходного сечения сопла; d – диаметр сопла в минимальном сечении; α – угол конусности, который выбирается так, чтобы во избежание отрыва струи от стенок сопла он не превышал $10-12^\circ$.

8.2.2 Истечение реальных газов

Действительный процесс истечения всегда сопровождается трением между рабочим телом и поверхностью сопла, а также трением и завихрением в самом потоке. Наличие трения требует затраты части энергии потока на его преодоление. Вследствие этого действительная скорость истечения $w_{2д}$ будет меньше теоретической w_2 , т.е. $w_{2д} < w_2$, или

$$w_{2д} = \varphi w_2,$$

где φ - **скоростной коэффициент**, который в зависимости от профиля сопла и чистоты обработки его поверхности составляет 0,95-0,98.

Потеря энергии на трение, которая превращается в теплоту и повышает энтальпию потока на выходе из сопла, будет

$$h_c = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_{2д}^2}{2} = (1 - \varphi^2) \frac{w_2^2}{2} = \xi h_0,$$

где h_0 - теоретический теплоперепад; $\xi = 1 - \varphi^2$ - коэффициент потери энергии.

Следовательно, действительный полезно использованный теплоперепад h_d будет меньше h_0 на величину h_c , т.е.

$$h_d = h_0 - h_c.$$

Если величину потери отложить вверх по адиабате 1-2 (рис.33) и провести горизонталь до пересечения с изобарой p_2 , то полученная точка 2д будет характеризовать состояние пара за соплом при действительном процессе истечения, а пунктирная кривая 1-2д будет условно изображать необратимый адиабатный процесс истечения.

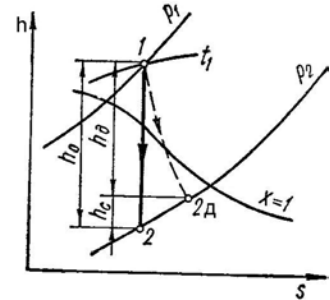


Рис.33

8.3 Дросселирование (мятие) газов и паров

Дросселированием называют явление понижения давления потока в результате его прохождения через местное сопротивление (резкое сужение сечения канала) без совершения внешней работы (рис.34).

При отсутствии теплообмена ($q = 0$), если поток не совершает техническую работу ($I_T = 0$), для горизонтального потока ($\Delta h = 0$) первый закон термодинамики для потока (8.2) примет вид:

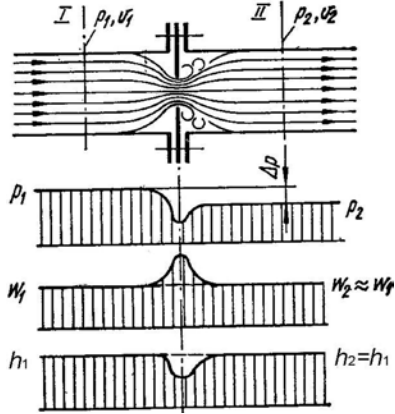


Рис.34

$$0 = h_2 - h_1 + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) \tag{8.16}$$

или

$$h_1 + \frac{w_1^2}{2} = h_2 + \frac{w_2^2}{2}, \tag{8.17}$$

где h_1 и h_2 – значения энтальпии в сечениях I и II, удаленных от местного сопротивления. Так как до и после дросселирования изменение скорости потока очень мало и изменением кинетической энергии можно пренебречь, то из (17) следует:

$$h_1 = h_2, \tag{8.18}$$

т.е. при адиабатном дросселировании газа или пара энтальпия его до и после дросселирования не изменяется. Из (3.5) и (8.18) следует, что для идеального газа $T_1 = T_2$, т.е. при дросселировании идеального газа его температура не изменяется.

При дросселировании реального газа его температура может уменьшаться, увеличиваться или оставаться неизменной. Явление изменения температуры реального газа при дросселировании получило название **эффекта Джоуля-Томсона**.

Используя дифференциальные уравнения, связывающие h , s , p и T , можно получить для реального газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса, следующую зависимость:

$$\left(\frac{dT}{dp}\right)_h = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{c_p}, \quad (8.19)$$

где $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h = \alpha_i$ - дифференциальный дроссель-эффект; a и b - константы в уравнении Ван-дер-Ваальса.

Так как при дросселировании всегда $dp < 0$, c_p - величина положительная, то знак dT будет зависеть от знака числителя выражения (8.19). При этом возможны три случая:

- а) $dT < 0$ при $T < \frac{2a}{bR}$;
- б) $dT > 0$ при $T > \frac{2a}{bR}$;
- д) $dT = 0$ при $T = \frac{2a}{bR}$.

Отсюда следует, что температура газа после дросселирования определяется его природой и начальной температурой.

Изменение знака дроссель-эффекта называется **инверсией**, а температура, при которой $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h = 0$, называется температурой инверсии:

$$T_{\text{инв}} = \frac{2a}{bR} \quad (8.20)$$

При $T > T_{\text{инв}}$ температура газа после дросселирования несколько повышается, а в противном случае несколько понижается.

Для каждого газа существует определенная температура инверсии, приблизительно равная

$$T_{\text{инв}} = 6,75 T_{\text{кр}},$$

где $T_{\text{кр}}$ - критическая температура газа, К.

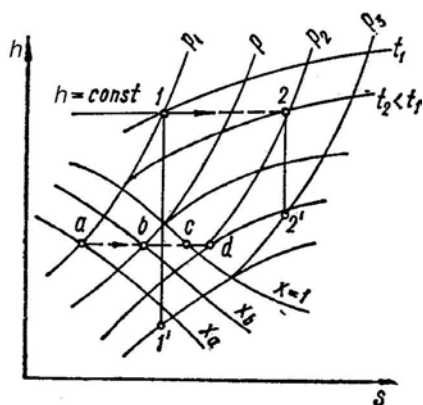


Рис.35

Задачи, связанные с дросселированием водяного пара проще всего решаются при помощи $h-s$ -диаграммы. Основное условие дросселирования (8.18) определяет конечное состояние пара пересечением горизонтали, проходящей через начальную точку, с изобарой конечного давления p_2 (рис.35).

Из диаграммы видно, что температура водяного пара в процессе дросселирования уменьшается, причем влажный насыщенный пар в зависимости от начального давления, степени сухости и конечного давления может быть после дросселирования влажным ($a - b$), сухим насыщенным ($a - c$) или даже перегретым ($a - d$). Так как для водяного пара $t_{\text{инв}} \approx 3000^\circ\text{C}$, то при дросселировании температура водяного пара всегда понижается.

ГЛАВА 9 Циклы холодильных установок

9.1 Общие характеристики холодильных циклов

Холодильные установки служат для искусственного охлаждения тел ниже температуры окружающей среды. Рабочее тело в холодильных машинах совершает обратный круговой процесс, в котором в противоположность прямому циклу затрачивается работа извне и отнимается тепло от охлаждаемого тела.

Подобно теплосиловой установке холодильная установка включает в себя устройство для сжатия рабочего тела (компрессор или насос) и устройство, в котором происходит расширение рабочего тела. Рабочие тела холодильных установок называют **хладоагентами**. В качестве хладоагентов применяют воздух и жидкости с низкими температурами кипения: аммиак, углекислоту, сернистый ангидрид, фреоны (галогидные производные насыщенных углеводородов).

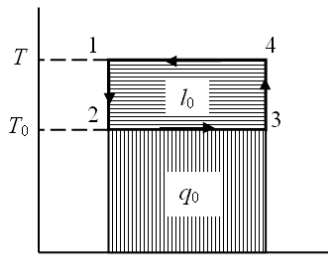


Рис.36

Расширение рабочего тела может происходить с совершением полезной работы (в поршневой машине или турбомашине) и без совершения ее, т.е. принципиально необратимо, посредством дросселирования. Машины, применяемые в холодильных установках для охлаждения рабочего тела (хладоагента) в процессе его расширения с совершением работы, называют **детандерами**.

Идеальным циклом холодильных машин является обратный цикл Карно (рис.36). В результате осуществления этого цикла имеют место затрата работы l_0 и перенос тепла q от холодного тела к более нагретому.

Отношение отведенного от холодного тела тепла q_2 ("произведенного холода") к затраченной работе $q_1 - q_2$ носит название **холодильного коэффициента** и является характеристикой экономичности холодильной машины:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l_u} \quad (9.1)$$

Очевидно, что максимальное значение холодильного коэффициента при заданном температурном интервале равно холодильному коэффициенту обратного цикла Карно:

$$\varepsilon_k = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (9.2)$$

Отношение $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_k}$ характеризует степень термодинамического совершенства применяемого цикла.

Одной из основных характеристик теплосиловых установок является мощность установки. Холодильные установки характеризуются **холодопроизводительностью** – количеством теплоты, отбираемой от

охлаждаемого агента в единицу времени. Обычно холодопроизводительность измеряется в кДж/ч (или в Вт, или в ккал/ч).

9.2 Цикл воздушной холодильной установки

Воздушная холодильная установка была одним из первых типов холодильных установок, примененных на практике. Схема воздушной холодильной установки представлена на рис.37.

Хладагент (воздух) расширяется в детандере 1 от давления p_1 до давления p_2 , совершая работу, отдаваемую детандером внешнему потребителю, например, электрогенератору. Воздух, охлажденный в результате процесса адиабатного расширения в детандере от температуры T_1 до температуры T_2 , поступает в охлаждаемый объем 2, из которого он отбирает теплоту. Процесс передачи тепла от охлаждаемого объема к воздуху происходит при постоянном давлении воздуха ($p_2 = \text{const}$). Отвод теплоты из охлаждаемого объема возможен

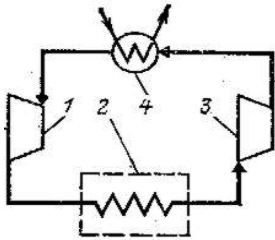


Рис.37

только в том случае, если температура воздуха в течение всего изобарного процесса отбора теплоты будет меньше, чем температура охлаждаемого объема. В принципе температура воздуха на выходе из охлаждаемого объема T_3 может сравняться с температурой охлаждаемых тел; на практике же она всегда немного ниже этой температуры. По выходе из охлаждаемого объема воздух направляется в компрессор 3, где его давление повышается p_2 от до p_1 . При этом температура воздуха возрастает от T_3 до T_4 . Сжатый компрессором воздух поступает в охладитель 4, где процесс происходит при постоянном давлении воздуха ($p_1 = \text{const}$).

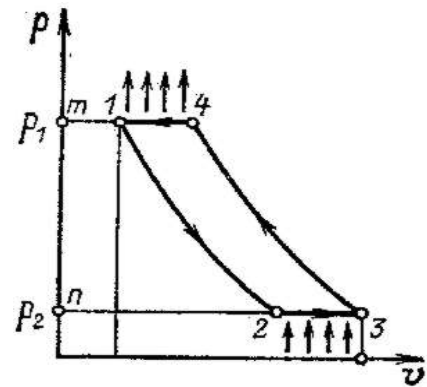


Рис.38

Цикл воздушной холодильной установки в p,v -диаграмме изображен на рис.38. Здесь 1-2 – адиабатный процесс расширения воздуха в детандере; 2-3 – изобарный процесс отвода теплоты из охлаждаемого объема; 3-4 – процесс сжатия в компрессоре; 4-1 – изобарный процесс охлаждения воздуха в охладителе. В этой диаграмме 3-4-1 – линия сжатия воздуха, 1-2-3 – линия расширения. Работа, затрачиваемая на привод компрессора, изображается площадью $m-4-3-n-m$, а работа, производимая воздухом в детандере, – площадью $m-1-2-n-m$. Следовательно, работа, затрачиваемая в цикле воздушной холодильной установки $I_{ц}$, изображается площадью 1-2-3-4-1.

Процесс в компрессоре может осуществляться либо по адиабате, либо по изотерме, либо по политропе с показателем $1 < n < k$. При одном и том же отношении давлений $\frac{p_1}{p_2}$ наибольшее увеличение температуры газа в компрессоре имеет место при адиабатном сжатии, что влечет за собой увеличение затраты работы.

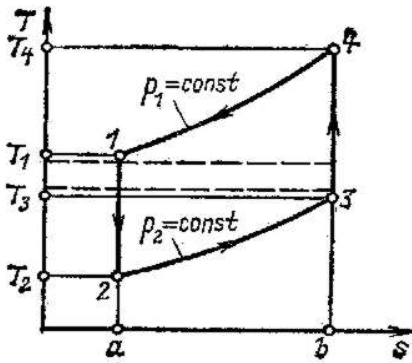


Рис.39

Из T - s -диаграммы (рис.39) видно, что цикл воздушной холодильной машины можно рассматривать как обращенный цикл ГТУ со сгоранием при $p = \text{const}$ и адиабатным сжатием воздуха в компрессоре. В тех случаях, когда температура в охлаждаемом объеме значительно выше критической температуры воздуха ($T_{\text{кр}} = 132,3 \text{ К}$) воздух можно считать идеальным газом с постоянной теплоемкостью. Тогда можно записать, что теплота q_2 , отбираемая воздухом из охлаждаемого объема в изобарном процессе 2-3,

равна

$$q_2 = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2),$$

а теплота q_1 , отдаваемая воздухом охлаждающей воде в холодильнике (горячему источнику) в изобарном процессе 4-1, равна

$$q_1 = h_4 - h_1 = c_p(T_4 - T_1).$$

Холодильный коэффициент цикла воздушной холодильной установки

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

9.3 Цикл парокомпрессионной холодильной установки

Низкое значение холодильного коэффициента воздушной холодильной установки обусловлено тем, что подвод и отвод тепла осуществляется не по изотермам, а по изобарам. Эти процессы удастся осуществить изотермически, если в качестве хладагента использовать влажный пар какой-либо легкокипящей жидкости, т.е. жидкости, у которой температура кипения при атмосферном давлении меньше температуры окружающей среды ($t_{\text{н}} \leq 20^\circ\text{C}$).

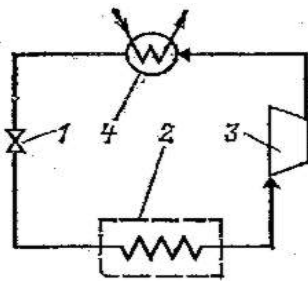


Рис.40

Схема холодильной установки, осуществляющей цикл с влажным паром, представлена на рис.40, а цикл в T - s -диаграмме изображен на рис.41.

Сжатый в компрессоре 3 до давления p_1 влажный пар поступает в охладитель (конденсатор) 4, где за счет отдачи теплоты охлаждающей воде происходит конденсация пара. Процесс конденсации происходит по изобаре-изотерме 4-1, так что из конденсатора выходит жидкость в состоянии насыщения, соответствующем точке 1 на T - s -диаграмме. В случае, когда процесс отвода теплоты происходит по изотерме, разность температур конденсирующегося пара и охлажденной воды может быть весьма малой.

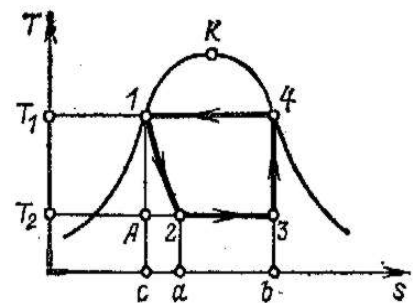


Рис.41

Далее жидкий хладагент должен быть направлен в детандер. Однако создание детандера, в

котором расширяется и совершает работу насыщенная жидкость, представляет собой трудную задачу. Поэтому в холодильных установках, использующих в качестве хладагентов влажные пары легкокипящих жидкостей, используют процесс расширения без отдачи внешней работы, т.е. процесс дросселирования. В двухфазной области дросселирование влажного пара всегда происходит с понижением температуры. Процесс адиабатного дросселирования сопровождается ростом энтропии дросселируемого вещества, энтальпия вещества при этом не изменяется.

Жидкость при давлении p_1 и температуре T_1 (точка 1 на T - s -диаграмме, рис.41) направляется в дроссельный (редукционный) вентиль 1, где она дросселируется до давления p_2 . Из редукционного вентиля выходит влажный пар при температуре T_2 и с малой степенью сухости. Необратимый процесс дросселирования в редукционном вентиле изображен на T - s -диаграмме линией 1-2 (поскольку необратимые процессы не могут быть изображены на диаграммах состояния, линия 1-2 является лишь условным изображением).

По выходе из редукционного вентиля влажный пар направляется в помещенный в охлаждаемом объеме испаритель 2, где за счет теплоты, отбираемой от охлаждаемых тел, содержащаяся во влажном паре жидкость испаряется. Степень сухости влажного пара при этом возрастает. Изобарно-изотермический процесс подвода теплоты к хладагенту в испарителе от охлаждаемого объема изображается в T - s -диаграмме линией 2-3. Из испарителя пар высокой степени сухости направляется в компрессор, где он адиабатно сжимается от давления p_2 до давления p_1 . В процессе адиабатного сжатия (линия 3-4) степень сухости пара возрастает, так что из компрессора выходит сухой насыщенный пар. Затем пар направляется в конденсатор 4, и цикл замыкается.

Такого рода установка называется парокompрессионной так как в ней сжатие влажного пара осуществляется при помощи компрессора.

В рассматриваемом цикле парокompрессионной холодильной установки работа, затрачиваемая на привод компрессора, осуществляющего адиабатное сжатие хладагента, равна:

$$I_{\text{компр}} = h_4 - h_3,$$

поскольку расширение хладагента в этом цикле происходит без отдачи внешней работы (в процессе расширения $h_1 = h_2$), очевидно, что работа, затрачиваемая в цикле, равна работе компрессора $I_{\text{компр}}$:

$$I_{\text{ц}} = h_4 - h_3.$$

Теплота, подводимая к хладагенту в охлаждаемом объеме, равна:

$$q_2 = h_3 - h_2.$$

Холодильный коэффициент парокompрессионного цикла:

$$\varepsilon = \frac{h_3 - h_2}{h_4 - h_3}. \quad (9.3)$$

Примеры решения задач

Задача 1. Считая теплоемкость идеального газа зависящей от температуры, определить: параметры газа в начальном и конечном состояниях, изменение внутренней энергии, теплоту, участвующую в процессе, и работу расширения, если процесс изобарный, рабочее тело – кислород, $t_1 = 1500^\circ\text{C}$, $t_2 = 100^\circ\text{C}$, $p_1 = 12 \text{ МПа}$, $m = 7 \text{ кг}$. Построить графики процесса в координатах $p-v$, $p-T$ и $v-T$.

Решение.

1. Изобарный процесс – это процесс, протекающий при постоянном давлении, уравнение процесса $p = \text{const}$.

Параметры газа в начальном и конечном состояниях:

$$T_1 = 1500 + 273 = 1773 \text{ К};$$

$$T_2 = 100 + 273 = 373 \text{ К};$$

$$p_1 = p_2 = 12 \cdot 10^6 \text{ Па};$$

Из уравнения состояния, записанного для начального и конечного состояний системы, определим v_1 и v_2 :

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

$$p_2 v_2 = RT_2,$$

где R – удельная газовая постоянная.

$$\text{Для кислорода } R = \frac{R_\mu}{\mu} = \frac{8314}{32} = 259,8 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}.$$

Так как $p_1 = p_2$, то $\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$.

$$\text{Тогда } v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{259,8 \cdot 1773}{12 \cdot 10^6} = 0,038 \text{ м}^3.$$

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{259,8 \cdot 373}{12 \cdot 10^6} = 0,008 \text{ м}^3.$$

2. Изменение внутренней энергии в изобарном процессе:

$\Delta u = c_{v_2} T_2 - c_{v_1} T_1$, где c_{v_1} и c_{v_2} – удельные теплоемкости газа при постоянном объеме при температурах T_1 и T_2 соответственно.

В приложении 1 даны значения удельной молярной теплоемкости μc_p в зависимости от температуры. Удельные теплоемкости газа при постоянном объеме c_v и постоянном давлении c_p связаны уравнением $k = \frac{c_p}{c_v}$, где $c_p = \frac{\mu c_p}{\mu}$.

$$\text{Тогда } c_v = \frac{\mu c_p}{\mu k}.$$

Для двухатомных газов $k=1,4$. Определяя по таблице в приложении 1 значения μc_p для температур T_1 и T_2 , вычислим:

$$c_{v_1} = \frac{32,31}{32 \cdot 1,4} = 0,72 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}; \quad c_{p_1} = \frac{32,31}{32} = 1,01 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К};$$

$$c_{v_2} = \frac{29,153}{32 \cdot 1,4} = 0,65 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}; \quad c_{p_2} = \frac{29,153}{32} = 0,91 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}.$$

Тогда $\Delta u = 0,65 \cdot 373 - 0,72 \cdot 1773 = -1034,11 \text{ кДж/кг}$.

3. Изменение энтальпии

$$\Delta h = c_{p_2} T_2 - c_{p_1} T_1 = 0,91 \cdot 373 - 1,01 \cdot 1773 = -1451,3 \text{ кДж/кг}.$$

4. Теплота, участвующая в процессе,

$$q = \Delta h = c_{p_2} T_2 - c_{p_1} T_1 = 0,91 \cdot 373 - 1,01 \cdot 1773 = -1451,3 \text{ кДж/кг}.$$

$$Q = q \cdot m = -1451,3 \cdot 7 = -10159,1 \text{ кДж}.$$

5. Изменение энтропии

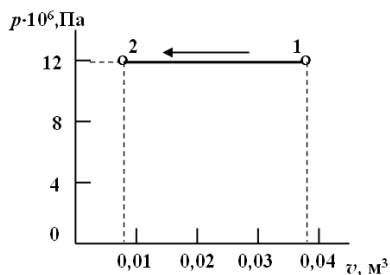
$$\Delta s = c_{p_2} \ln T_2 - c_{p_1} \ln T_1 = 0,91 \ln 373 - 1,01 \ln 1773 = -1451,3 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}.$$

6. Работа расширения

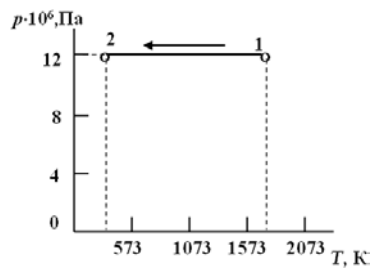
$$l = p(v_2 - v_1) = 12 \cdot 10^6 (0,008 - 0,038) = -360000 \text{ Дж/кг} = -0,36 \text{ МДж/кг}.$$

$$L = l \cdot m = -0,36 \cdot 7 = 2,52 \text{ МДж}.$$

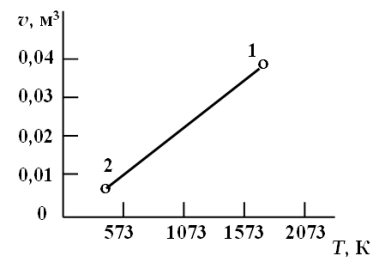
7. График процесса



- в координатах $p v$:



- в координатах $p T$:



-

В

координатах $v T$:

Задача 2. Для идеального цикла поршневого двигателя с подводом теплоты при $v = \text{const}$ определить параметры всех основных точек; полезную удельную работу; удельное количество подведенной и отведенной теплоты; термический КПД цикла Карно по условиям задачи; термический КПД цикла; среднее индикаторное давление; если даны $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$, $T = 320 \text{ К}$, степень сжатия $\varepsilon = 4,0$, степень повышения давления $\lambda = 40$. Рабочее тело – воздух с газовой постоянной $R = 287 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, показатель адиабаты $k = 1,4$. Теплоемкость рабочего тела принять постоянной.

Решение. 1. Параметры точки 1: $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$; $T = 320 \text{ К}$;

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 320}{10^6 \cdot 0,1} = 0,92 \text{ м}^3 / \text{кг}$$

Параметры точки 2: $v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon} = \frac{0,92}{4,0} = 0,23 \text{ м}^3 / \text{кг}$; $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = \varepsilon^k$; $p_2 = p_1 \cdot \varepsilon^k =$

$$0,1 \cdot 4^{1,4} = 0,738 \text{ МПа}; \quad T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{0,738 \cdot 0,23 \cdot 10^6}{287} = 592 \text{ К}.$$

Параметры точки 3: $v_3 = v_2 = 0,23 \text{ м}^3 / \text{кг}$; $p_3 = p_2 \cdot \lambda = 0,738 \cdot 4 = 2,96 \text{ МПа}$; $T_3 = T_2 \cdot \lambda = 592 \cdot 4 = 2368 \text{ К}$.

Параметры точки 4: $v_4 = v_1 = 0,92 \text{ м}^3/\text{кг}$; $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$;

$$T_4 = \frac{T_3}{\varepsilon^{k-1}} = \frac{2368}{4^{0,4}} = 1340 \text{ К}; \quad p_4 = \frac{RT_4}{v_4} = \frac{287 \cdot 1340}{0,92 \cdot 10^6} = 0,417 \text{ МПа}.$$

2. Удельная работа расширения :

$$l_1 = \frac{1}{k-1}(p_3 v_3 - p_4 v_4) = \frac{10^6}{0,4}(2,96 \cdot 0,23 - 0,417 \cdot 0,92) = 742000 \text{ Дж/кг} = 742 \text{ кДж/кг}.$$

3. Удельная работа сжатия:

$$l_2 = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{10^6}{0,4}(0,1 \cdot 0,92 - 0,738 \cdot 0,23) = -195000 \text{ Дж/кг} = -195 \text{ кДж/кг}.$$

4. Полезная удельная работа: $l = l_1 + l_2 = 742 - 195 = 547 \text{ кДж/кг}$.

5. Удельное количество подведенной теплоты:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2) = \frac{20,78}{28,85}(2368 - 592) = 1280 \text{ кДж/кг}.$$

1. Удельное количество отведенной теплоты:

$$2. \quad q_2 = c_v(T_4 - T_1) = \frac{2078}{28,85}(1340 - 320) = 737 \text{ кДж/кг}.$$

3. Полезно использованное удельное количество теплоты

$$q = q_1 - q_2 = 1280 - 737 = 543 \text{ кДж/кг}.$$

8. Термический КПД цикла: $\eta_t = \frac{q}{q_1} = \frac{543}{1280} = 0,425$.

9. Проверка КПД цикла: $\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{4^{0,4}} = 0,426$.

10. Термический КПД цикла Карно по данным задачи:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 1 - \frac{320}{2368} = 0,865.$$

11. Среднее индикаторное давление: $p_i = \frac{l}{v_1 - v_2} = \frac{547000}{(0,92 - 0,23)10^6} = 0,79 \text{ МПа}$.

Задача 3. Исходные параметры воздуха, поступающего в компрессор ГТУ с сжиганием топлива при $p = \text{const}$, $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$, $t_1 = 20^\circ\text{C}$. Степень повышения давления в компрессоре ГТУ $\beta = 6$. Температура газов перед турбиной $t_3 = 700^\circ\text{C}$. Расход воздуха через компрессор $G = 2 \cdot 10^5 \text{ кг/ч}$.

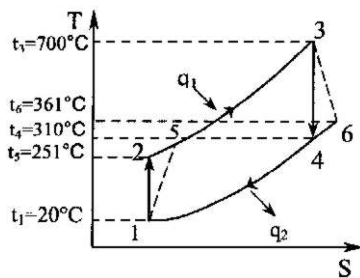
Определить:

- параметры всех точек идеального цикла ГТУ;
- теоретические мощности турбины, компрессора и всей ГТУ;
- параметры всех точек реального цикла (с учетом необратимости процессов расширения и сжатия в турбине и компрессоре), принимая внутренние относительные КПД турбины и компрессора соответственно $\eta_{ou}^T = 0,87$; $\eta_{ou}^K = 0,85$;
- внутренний КПД ГТУ, реальные мощности турбины, компрессора и всей ГТУ.

Представить оба цикла в Ts -диаграмме. Теплоемкость воздуха принять независимой от температуры и равной $c_p = 1,005 \text{ кДж/кг} \cdot \text{К}$.

По справочнику для воздуха $k = 1,4$.

Решение. Изобразим идеальный и реальный циклы ГТУ с изобарным подводом тепла и адиабатным сжатием воздуха в компрессоре в Ts -координатах.



1-2 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре;
 2-3 – изобарный подвод тепла (горение топлива);
 3-4 – адиабатное расширение продуктов сгорания
 в соплах турбины;
 4-1 – изобарный отвод тепла (выход продуктов

сгорания в атмосферу).

1-2-3-4-1 – обратимый цикл ГТУ (идеальный);

1-5-3-6-1 – необратимый цикл (реальный).

Температура в точках обратимого цикла:

1. $T_1 = 20 + 273 = 293 \text{ К}$.

2. Так как процесс 1-2 адиабатный, то

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} = 293 \cdot 6^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 489 \text{ К} \quad (t_2 = 216^\circ \text{С}).$$

3. $T_3 = 700 + 273 = 973 \text{ К}$.

4. Так как $\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$, то $T_4 = \frac{T_3 T_1}{T_2} = \frac{973 \cdot 293}{489} = 583 \text{ К} \quad (t_4 = 310^\circ \text{С})$.

В данном цикле тепло подводится в изобарном процессе 2-3. Тогда $q_1 = c_p(T_3 - T_2) = 1,005(973 - 489) = 486,42 \text{ кДж/кг}$.

Тепло отводится в изобарном процессе 4-1:

$$q_2 = c_p(T_4 - T_1) = 1,005(583 - 293) = 291,45 \text{ кДж/кг}.$$

Работа цикла

$$l_{ц} = q_1 - q_2 = 486,42 - 291,45 = 194,97 \text{ кДж/кг}.$$

Термический КПД цикла в общем случае:

$$\eta_t = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{194,97}{486,42} = 0,401.$$

Теоретические мощности:

- турбины

$$N_o^T = G(h_3 - h_4) = G \cdot c_p(t_3 - t_4) = 55,56 \cdot 1,005(700 - 310) = 21800 \text{ кВт}.$$

- компрессора

$$N_o^k = G(h_2 - h_1) = G \cdot c_p(t_2 - t_1) = 55,56 \cdot 1,005(216 - 20) = 10900 \text{ кВт}.$$

- ГТУ в целом

$$N_o^{ГТУ} = N_o^T - N_o^K = 21800 - 10900 = 10900 \text{ кВт.}$$

Температура в точках 5, 6 реального цикла рассчитываются таким образом. Из основной формулы для внутреннего относительного КПД компрессора:

$$\eta_{ou}^k = \frac{h_2 - h_1}{h_5 - h_1} = \frac{t_2 - t_1}{t_5 - t_1}$$

найдем температуру в конце сжатия t_5 :

$$t_5 = \frac{t_2 - t_1}{\eta_{ou}^k} + t_1 = \frac{216 - 20}{0,85} + 20 = 251^\circ \text{C}.$$

Для нахождения температуры в конце необратимого адиабатного расширения воспользуемся выражением для внутреннего относительного КПД турбины:

$$\eta_{ou}^T = \frac{h_3 - h_6}{h_3 - h_4} = \frac{t_3 - t_6}{t_3 - t_4}.$$

$$\text{Тогда } t_6 = t_3 - \eta_{ou}^T (t_3 - t_4) = 700 - 0,87(700 - 310) = 361^\circ \text{C}.$$

Внутренний КПД ГТУ:

$$\eta_u^{ГТУ} = \frac{(h_3 - h_6) - (h_5 h_1)}{h_3 - h_5} = \frac{(t_3 - t_6) - (t_5 - t_1)}{t_3 - t_5} = \frac{(700 - 361) - (251 - 20)}{700 - 251} = 0,242.$$

Истинная мощность турбины

$$N_D^T = G \cdot c_p (t_3 - t_6) = 55,56 \cdot 1,005(700 - 361) = 18900 \text{ кВт.}$$

Истинная мощность привода компрессора

$$N_D^K = G \cdot c_p (t_5 - t_1) = 55,56 \cdot 1,005(251 - 20) = 12900 \text{ кВт.}$$

$$\text{или } N_D^K = \frac{N_o^K}{N_{ou}^K} = \frac{10900}{0,85} = 12900 \text{ кВт.}$$

Истинная мощность ГТУ

$$N_D^{ГТУ} = N_D^T - N_D^K = 18900 - 12900 = 6000 \text{ кВт.}$$

Вывод: приведенный расчет показывает, что истинная мощность ГТУ меньше теоретической в 1,8 раза вследствие необратимых процессов сжатия и расширения рабочего тела.

Задача 4. Пар, имеющий начальное давление $p_1 = 2,0$ МПа и температуру $t = 350^\circ\text{C}$, вытекает в атмосферу с давлением $p_2 = 0,1$ МПа. Определить скорость адиабатного истечения через простое и расширяющееся (комбинированное) сопла.

Решение. так как весь процесс истечения происходит почти в области перегретого пара (рис.42) то можно принять $\beta_{кр} = 0,546$. Для нашего случая

$$\beta = \frac{p_2}{p_1} = \frac{0,1}{2,0} = 0,05.$$

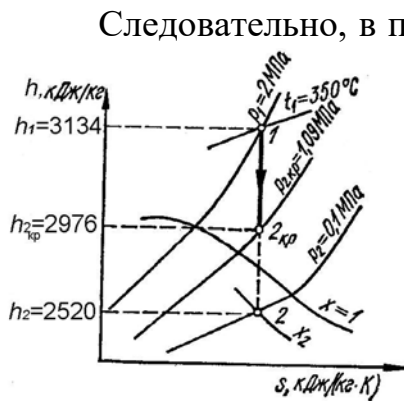


Рис.42

Следовательно, в простом сопле полного расширения пара не будет, и на выходе из сопла установится критическое давление $p_{2кр} = \beta_{кр} \cdot p_1 = 0,546 \cdot 2,0 = 1,092$ МПа. Это значит, что адиабатой расширения пара при его истечении из суживающегося сопла будет не линия 1-2, а линия 1-2_{кр}. Скорость истечения пара

$$w_2 = w_{2кр} = 44,7 \sqrt{h_1 - h_{2кр}} = 44,7 \sqrt{3134 - 2976} = 564 \text{ м/с,}$$

где $h_{2кр}$ соответствует давлению пара при $p_{2кр} = 1,092$ МПа.

Скорость истечения через комбинированное сопло будет больше критической и равной

$$w_2 = 44,8 \sqrt{h_1 - h_2} = 44,8 \sqrt{3134 - 2520} = 1100 \text{ м/с,}$$

где h_2 соответствует давлению пара при $p_2 = 0,1$ МПа.

Задача 5. Из комбинированного сопла газовой турбины вытекают продукты сгорания при давлении $p_2 = 1,3 \cdot 10^5$ Па. При входе в сопло давление газов равно $p_1 = 10,0 \cdot 10^5$ Па при температуре 1200 К (927°C). Массовый расход газов $m = 0,8$ кг/с. Истечение считать адиабатным, а показатель $k = \frac{c_p}{c_v} = 1,35$.

Продукты сгорания обладают свойствами воздуха. Трением в канале сопла и входной скоростью пренебречь. Определить минимальное и выходное сечения сопла, а также температуру газов при выходе из сопла.

Решение. Определим критическое отношение давлений по данным задачи:

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k} + 1\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{1,35} + 1\right)^{\frac{1,35}{1,35-1}} = 0,537.$$

По данным задачи $\beta = \frac{p_2}{p_1} = \frac{1,3}{10} = 0,13 < \beta_{кр} = 0,537$. Следовательно,

обязательно надо применить комбинированное сопло Лаваля. Определим скорость газов в критическом сечении сопла:

$$w_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_1} = \sqrt{2 \frac{1,35}{1,35+1} 287 \cdot 1200} = 629 \text{ м/с.}$$

Зная критическую скорость и массовый расход газов, можно определить площадь критического (минимального) сечения сопла:

$$f_{\min} = \frac{m v_{кр}}{w_{кр}} = \frac{0,8 \cdot 0,546}{629} = 0,000694 \text{ м}^2 = 694 \text{ мм}^2,$$

где $v_{кр} = \frac{v_1}{\beta_{кр}^{1/k}} = \frac{0,3444}{0,537^{1/1,35}} = 0,546 \text{ м}^3/\text{кг}$, а v_1 определено по формуле Клапейрона-

Менделеева:

$$v_1 = \frac{R T_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 1200}{10,0 \cdot 10^5} = 0,3444 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Диаметр критического сечения сопла

$$d_k = \sqrt{\frac{f_{\min}}{0,785}} = \sqrt{\frac{694}{0,785}} = 29,8 \text{ мм.}$$

Длину суживающейся части сопла берем равной диаметру критического сечения (из конструктивных соображений) $l_1 = 30$ мм. Определим скорость газов в выходном сечении сопла:

$$w_B = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R T_1 \left[1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right]} = 782 \text{ м/с.}$$

Зная выходную скорость газов, можно определить площадь выходного сечения сопла :

$$f_B = \frac{m v_2}{w_B} = \frac{0,8 \cdot 1,524}{782} = 0,001559 \text{ м}^2 = 1559 \text{ мм}^2,$$

где $v_2 = \frac{v_1}{\beta^{1/k}} = \frac{0,3444}{0,13^{1/1,35}} = 1,524 \text{ м}^3/\text{кг.}$

Диаметр выходного сечения сопла $D = \sqrt{\frac{f_B}{0,785}} = \sqrt{\frac{1559}{0,785}} = 44,6 \text{ мм.}$

Длину расширяющейся части сопла l_2 определим по уравнению $l_2 = \frac{D - d_k}{2tg \frac{\alpha}{2}}$. Угол конусности насадки принимаем равным 10° . Тогда

$$l_2 = \frac{44,6 - 29,8}{2 \cdot 0,08749} = 85 \text{ мм.}$$

Длина сопла газовой турбины $l = l_1 + l_2 = 30 + 85 = 115$ мм.

Температуру газов на выходе из сопла T_2 определим из уравнения Клапейрона-Менделеева:

$$T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{1,3 \cdot 10^5 \cdot 1,524}{287} = 693 \text{ К (420}^\circ\text{C).}$$

Задача 6. Пар фреона-12 при температуре $t_1 = -20^\circ\text{C}$ поступает в компрессор, где изоэнтропно сжимается до давления, при котором его температура становится равной $t_2 = 25^\circ\text{C}$, а сухость пара $x_2 = 1$. Из компрессора фреон поступает в конденсатор, где при постоянном давлении обращается в жидкость, после чего адиабатно расширяется в дросселе (т.е. при $h = \text{const}$) до температуры $t_4 = t_1$.

Определить: холодильный коэффициент установки; массовый расход фреона; теоретическую мощность привода компрессора, если холодопроизводительность установки $Q = 150$ кВт. Изобразите схему установки и ее цикл в.

Решение. Удельная холодопроизводительность

$$q_2 = r_1 \cdot (x_1 - x_2), \text{ кДж/кг,}$$

где r_1 – теплота парообразования при t_1 (при $t_1 = -20^\circ\text{C}$ из Приложения 2 найдем, что $r_1 = 163,5$ кДж/кг);

x_1, x_2 – степень сухости пара перед компрессором и после дроссельного вентиля соответственно.

Степень сухости x_1 пара определим по уравнению:

$$s_1 = s_2 = s_2'' = s_1' + (s_1'' - s_1')x_1,$$

где из приложения 2:

$$s_1' = 4,1183 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}; s_1'' = 4,7645 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \text{ (при } t_1 = -20^\circ \text{C)}; s_2'' = 4,7455 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \text{ (при } t_2 = 25^\circ \text{C)};$$

$$\text{Следовательно } x_1 = \frac{s_2'' - s_1'}{s_1'' - s_1'} = \frac{4,7455 - 4,1183}{4,7645 - 4,1183} = 0,971.$$

Степень сухости после дроссельного вентиля определяем по уравнению:

$$h_4 = h_3' = h_1' + x_4 \cdot r_1,$$

$$\text{где } h_3' = 442,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \text{ (при } t_2 = 25^\circ \text{C)};$$

$$h_1' = 400,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \text{ (при } t_1 = -20^\circ \text{C)}.$$

$$\text{Тогда } x_4 = \frac{h_3' - h_1'}{r_1} = \frac{442,8 - 400,5}{163,5} = 0,259.$$

$$\text{Удельная холодопроизводительность } q_2 = r_1(x_1 - x_4) = 163,5(0,971 - 0,259) = 116,4 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Теплота, отведенная от рабочего тела в конденсаторе $q_1 = h_2 - h_3 = h_2'' - h_3'$,

$$\text{где } h_2'' = 584,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \text{ (при } t_2 = 25^\circ \text{C)}.$$

$$\text{Тогда } q_1 = h_2'' - h_3' = 584,5 - 442,8 = 141,7 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

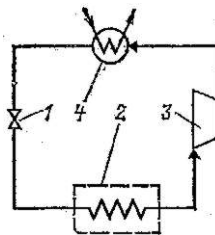
Работа, затраченная в цикле, $l_{ц} = q_1 - q_2 = 141,7 - 116,4 = 25,3 \text{ кДж/кг}$.

$$\text{Холодильный коэффициент } \varepsilon = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{116,4}{25,3} = 4,6.$$

$$\text{Массовый расход фреона } G = \frac{Q}{q_2} = \frac{150}{116,4} = 1,289 \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

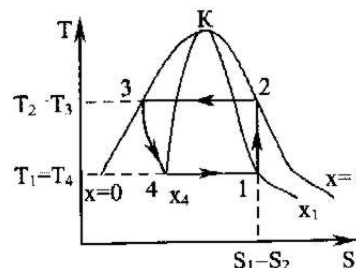
$$\text{Теоретическая мощность привода компрессора } N_0 = \frac{Q}{\varepsilon} = \frac{150}{4,6} = 32,6 \text{ кВт}.$$

Схема установки:



1 – дроссельный вентиль, 2- испаритель, 3 – компрессор, 4 – конденсатор.

Цикл в T - s -координатах:



Контрольные задания Методические указания

К решению задач контрольного задания следует приступать только после изучения соответствующего раздела курса. Перед выполнением контрольной работы следует ознакомиться с ходом решения аналогичных задач по учебной литературе. Рекомендуется запоминать примерные значения параметров задачи (исходные и вычисленные): они также содержат полезную информацию.

Контрольные задачи составлены по стовариантной системе, в которой к каждой задаче исходные данные выбираются из соответствующих таблиц по предпоследней и последней цифрам шифра (номера зачетной книжки) студента. **Вариант работы должен соответствовать шифру студента.** Работы, выполненные не по своему варианту, **не рассматриваются.**

Тетрадь для контрольной работы должна быть подписана следующим образом:

Тетрадь
для контрольной работы
по курсу "Техническая термодинамика"
студента группы _____
факультета _____
Ф.И.О. _____
Шифр _____
Вариант № _____

При оформлении контрольных задач необходимо соблюдать следующие условия:

1. Выписывать условие задач и исходные данные.
2. Решение задач сопровождать кратким пояснительным текстом, в котором указывать, какие величины подставляются в формулу и откуда они берутся (из условия задачи, из справочника или были определены выше и т.д.).
3. Вычисления проводить в единицах СИ, показывать ход решения. После решения задачи нужно дать краткий анализ полученных результатов и сделать выводы. Всегда, если это возможно, необходимо осуществлять контроль своих действий и оценивать достоверность полученных числовых данных.
4. В конце работы привести список использованной литературы и поставить свою подпись.
5. Для письменных замечаний рецензента оставлять чистые поля в тетради и чистые 1-2 страницы в конце работы.
6. Исправления по замечаниям рецензента должны быть записаны отдельно на чистых листах в той же тетради после заголовка "Исправления по замечаниям".
7. Работа, в которой вышеназванные пункты не выполнены, не проверяется.

Контрольная работа №1
(к разделу "Техническая термодинамика")

Задача 1. Считая теплоемкость идеального газа зависящей от температуры, определить:

- а) параметры газа в начальном и конечном состояниях;
- б) изменение внутренней энергии;
- г) изменение энтальпии;
- в) теплоту, участвующую в процессе;
- г) работу расширения.

Построить график процесса в координатах $p-T$, $p-v$, $v-T$.

Исходные данные, необходимые для решения задачи, выбрать из таблицы 1.

Таблица 1

Предпоследняя цифра шифра	Процесс	t_1 , °C	t_2 , °C	Последняя цифра шифра	Газ	p , МПа	m , кг
0	Изохорный	2400	400	0	O ₂	1	2
1	Изобарный	2200	300	1	N ₂	4	5
2	Адиабатный	2000	300	2	H ₂	2	10
3	Изохорный	1800	500	3	N ₂	3	4
4	Изобарный	1600	400	4	CO	5	6
5	Адиабатный	1700	100	5	CO ₂	6	8
6	Изохорный	1900	200	6	N ₂	8	3
7	Изобарный	2100	500	7	H ₂	10	12
8	Адиабатный	2300	200	8	CO ₂	12	6
9	Изобарный	1400	100	9	CO	7	9

Зависимость теплоемкости от температуры дана в Приложении 1.

Задача 2. Водяной пар, имея начальные параметры $p_1 = 5$ МПа и $x_1 = 0,9$, нагревается при постоянном давлении до температуры t_2 , затем дросселируется до давления p_3 . При давлении p_3 пар попадает в сопло Лавая, где расширяется до давления $p_4 = 5$ кПа. Определить, используя h - s -диаграмму водяного пара: количество теплоты, подведенной к пару в процессе 1-2; изменение внутренней энергии, а также конечную температуру t_3 в процессе дросселирования 2-3; конечные параметры и скорость на выходе из сопла Лавая, а также расход пара в процессе изэнтропного истечения 3-4, если известна площадь минимального сечения сопла $f_{\text{мин}}$.

Все процессы показать на hs -диаграмме. Данные, необходимые для решения задачи, выбрать из таблицы 2.

Таблица 2

Предпоследняя цифра шифра	$t_2, ^\circ\text{C}$	Последняя цифра шифра	$p_3, \text{МПа}$	$f_{\text{мин}}, \text{см}^2$	Предпоследняя цифра шифра	$t_2, ^\circ\text{C}$	Последняя цифра шифра	$p_3, \text{МПа}$	$f_{\text{мин}}, \text{см}^2$
0	300	0	1,4	10	5	460	5	0,9	60
1	330	1	1,3	20	6	500	6	0,8	70
2	370	2	1,2	30	7	570	7	0,7	80
3	400	3	1,1	40	8	550	8	0,6	90
4	420	4	1,0	50	9	600	9	0,5	100

Задача 3. Для теоретического цикла ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении определить параметры рабочего тела (воздуха) в характерных точках цикла, подведенную и отведенную теплоту, работу и термический КПД цикла, если начальное давление $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$, начальная температура $t_1 = 27^\circ\text{C}$, степень повышения давления в компрессоре β , температура газа перед турбиной t_3 .

Определить теоретическую мощность ГТУ при заданном расходе воздуха G . Дать схему и цикл установки в pV - и Ts -диаграммах. Данные для решения задачи выбрать из таблицы 3.

Таблица 3

Предпоследняя цифра шифра	$\beta = \frac{p_2}{p_1}$	Последняя цифра шифра	$t_3, ^\circ\text{C}$	$G, \text{кг/с}$	Предпоследняя цифра шифра	$\beta = \frac{p_2}{p_1}$	Последняя цифра шифра	$t_3, ^\circ\text{C}$	$G, \text{кг/с}$
0	6,0	0	700	35	5	7,5	5	725	60
1	6,5	1	725	25	6	7,0	6	750	70
2	7,0	2	750	30	7	6,5	7	775	80
3	7,5	3	775	40	8	6,0	8	800	90
4	8,0	4	700	50	9	7,0	9	825	100

Указание: Теплоемкость воздуха принять не зависящей от температуры и равной $1,005 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$.

Задача 4. Пар фреона-12 при температуре t_1 поступает в компрессор, где адиабатно сжимается до давления, при котором его температура становится равной t_2 , а сухость пара $x_2 = 1$. Из компрессора фреон поступает в конденсатор, где при постоянном давлении обращается в жидкость, после чего адиабатно расширяется в дросселе до температуры $t_4 = t_1$.

Определить холодильный коэффициент установки, массовый расход фреона, а также теоретическую мощность привода компрессора, если холодопроизводительность установки Q . Изобразите схему установки и ее цикл в Ts -диаграмме. Данные для решения задачи выбрать из таблицы 4.

Указание: Задачу решить с помощью таблиц параметров насыщенного пара фреона-12 (см.приложение 2).

Таблица 4

Предпос ледняя цифра шифра	t_1 , °С	t_2 , °С	Послед няя цифра шифра	Q , кВт	Предпос ледняя цифра шифра	t_1 , °С	t_2 , °С	Послед няя цифра шифра	Q , кВт
0	-15	10	0	270	5	-20	30	5	260
1	-10	10	1	240	6	-15	15	6	190
2	-15	25	2	130	7	-10	15	7	170
3	-20	20	3	280	8	-15	20	8	200
4	-20	15	4	300	9	-20	15	9	180

Использованная литература

- 621.1 К43 Кириллин В.А. Техническая термодинамика [Электронный ресурс] : учебник для вузов / Кириллин Владимир Алексеевич, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин ; В.А. Кириллин, В.В. Сычев, А.Е. Шейндлин. - 4 Мб. - Москва : МЭИ, 2016. - 1 файл. - Систем. требования: Acrobat Reader.
URL: <http://ed.donntu.org/books/20/cd9840.pdf>
- 621.1 Т34 Теплотехника [Электронный ресурс] : учебник для вузов / А. А. Александров [и др.] ; А.А. Александров, А.М. Архаров, В.Н. Афанасьев и др. ; под общ. ред. А.М. Архарова, В.Н. Афанасьева. - 5-е изд. - 84 Мб. - Москва : МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. - 1 файл. - (Техническая физика и энергомашиностроение). - Систем. требования: Acrobat Reader.
URL: <http://ed.donntu.org/books/20/cd9837.pdf>
- 621.1 Л99 Ляшков В.И. Теоретические основы теплотехники [Электронный ресурс] : учебное пособие для вузов / В. И. Ляшков ; В.И. Ляшков. - 2-е изд., испр. и доп. - 59 Мб. - Москва : КНОРУС, 2015. - 1 файл. - Систем. требования: Acrobat Reader.
URL: <http://ed.donntu.org/books/20/cd9635.pdf>

Приложения

Приложение 1

Единицы СИ и переводные множители для важнейших теплотехнических величин

Наименование величин	Единицы СИ	Переводные множители для некоторых внесистемных единиц
Масса	1 кг	1 т.е.м. = $1 \frac{\text{кг} \cdot \text{с}^2}{\text{м}} = 9,81 \text{ кг}$ 1 т = 10^3 кг 1 г = 10^{-3} кг
Сила	$1 \text{ Н} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2}$	1 кГ = 9,81 Н
Объем	1 м ³	1 л = 1 дм ³ = 10^{-3} м^3
Плотность	$1 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$1 \frac{\text{т.е.м.}}{\text{м}^3}$
Давление	$1 \text{ Па} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$	1 ат = $1 \frac{\text{кГ}}{\text{см}^2} = 9,8 \cdot 10^4 \text{ Па}$ 1 бар = $1 \cdot 10^5 \text{ Па}$ 1 бар = 750,24 мм рт. ст. 1 бар = $1,02 \cdot 10^4 \text{ мм вод. ст.}$ 1 мм рт. ст. = 133,322 Па 1 мм вод. ст. = 9,81 Па
Энергия, работа, количество теплоты	1 Дж = 1 Н·м	1 кГ·м = 9,81 Дж 1 ккал = $4,19 \cdot 10^3 \text{ Дж}$ 1 кВт·ч = $3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж}$
Коэффициенты теплоотдачи и теплопередачи	$1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$	$1 \frac{\text{ккал}}{\text{ч} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}} = 1,163 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$
Коэффициент теплопроводности	$1 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$1 \frac{\text{ккал}}{\text{ч} \cdot \text{м} \cdot \text{К}} = 1,163 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$
Теплоемкость	$1 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$	$1 \frac{\text{ккал}}{\text{К}} = 4,19 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$
Энтропия	$1 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$	$1 \frac{\text{ккал}}{\text{К}} = 4,19 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$

Приложение 2

Множители и приставки для образования десятичных, кратных и дольных единиц и их наименований

Множитель	Приставка		Пример	
	наименование	обозначение		
10^{15}	пета	П	петагерц	ПГц
10^{12}	тера	Т	тераджоуль	ТДж
10^9	гига	Г	гиганьютон	ГН
10^6	мега	М	мегаом	МОм
10^3	кило	к	километр	км
10^2	гекто	г	гектоватт	гВ
10^1	дека	да	декалитр	дал
10^{-1}	деци	д	дециметр	дм
10^{-2}	санти	с	сантиметр	см
10^{-3}	милли	м	миллиампер	мА
10^{-6}	микро	мк	микровольт	мкВ
10^{-9}	нано	н	наносекунда	нс
10^{-12}	пико	п	пикофарад	пф
10^{-15}	фемто	ф	фемтограмм	фг

Приложение 3

Соотношения между температурными шкалами

Наименование шкалы	Шкала Цельсия, $t, ^\circ\text{C}$	Шкала Кельвина, T, K	Шкала Ренкина, $T, ^\circ\text{Ra}$	Шкала Фаренгейт, $a, t, ^\circ\text{F}$	Шкала Реомюра, $t, ^\circ\text{R}$
Шкала Цельсия, $t, ^\circ\text{C}$	—	$t^\circ\text{C} + 273,15$	$1,8(t^\circ\text{C} + 273,15)$	$1,8 t^\circ\text{C} + 32$	$0,8 t^\circ\text{C}$

Приложение 4

Значения газовой постоянной и теплоемкости для разных веществ

Вещество	Химическая формула	Молекулярная масса, μ , $\frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$	Газовая постоянная, $R, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	Теплоемкость при $p \rightarrow 0$ и $t = 0^\circ\text{C}$				$k = \frac{c_p}{c_v}$
				Мольная, $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$		Массовая, $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$		
				μc_p	μc_v	c_p	c_v	
Водород	H ₂	2,016	4124,3	28,62	20,30	14,20	10,07	1,410
Гелий	He	4,003	2077,2	20,93	12,60	5,237	3,161	1,660
Метан	CH ₄	16,043	518,3	34,74	26,42	2,165	1,657	1,315
Аммиак	NH ₃	17,031	488,2	35,00	26,67	1,566	1,566	1,313
Водяной пар	H ₂ O	18,016	461,5					
Азот	N ₂	28,013	296,8	29,12	20,80	1,039	0,742	1,400
Оксид углерода	CO	28,011	296,8	29,12	20,81	1,040	0,743	1,400
Воздух	-	28,970	287,0	29,07	20,76	1,004	0,716	1,401
Кислород	O ₂	32,000	259,8	29,27	20,96	0,915	0,655	1,397
Диоксид углерода	CO ₂	44,011	189,9	35,86	27,545	0,815	0,626	1,302

Приложение 5

Средние изобарные мольные теплоемкости μc_p некоторых газов, кДж/(кмоль·К)

$t_1, ^\circ\text{C}$	Воздух	O ₂	N ₂	H ₂	Водяной пар H ₂ O	CO	CO ₂
0	29,073	29,274	29,115	28,617	33,499	29,123	35,860
100	29,153	29,538	29,144	29,935	33,741	29,178	38,112
200	29,299	29,931	29,228	29,073	34,188	29,303	40,059
300	29,521	30,400	29,383	29,123	34,575	29,517	41,755
400	29,789	30,878	29,601	29,186	35,090	29,789	43,250
500	30,095	31,334	29,864	29,249	35,630	30,099	44,573
600	30,405	31,761	30,149	29,316	36,195	30,426	45,758
700	30,723	32,150	30,451	29,408	36,789	30,752	46,813
800	31,028	32,502	30,748	29,517	37,392	31,070	47,763
900	31,321	32,825	31,037	29,647	38,008	31,376	48,617
1000	31,598	33,118	31,313	29,789	38,619	31,665	49,392
1200	32,109	33,633	31,828	30,107	39,825	32,192	50,740
1400	32,565	34,076	32,293	30,467	40,976	32,653	51,858
1600	32,967	34,474	32,699	30,832	42,056	33,051	52,800
1800	33,319	34,834	33,055	31,192	43,070	33,402	53,604
2000	33,641	35,169	33,373	31,548	43,995	33,708	54,290
2200	33,296	35,483	33,658	31,891	44,853	33,980	54,881
2400	34,185	35,785	33,909	32,222	45,645	34,223	55,391

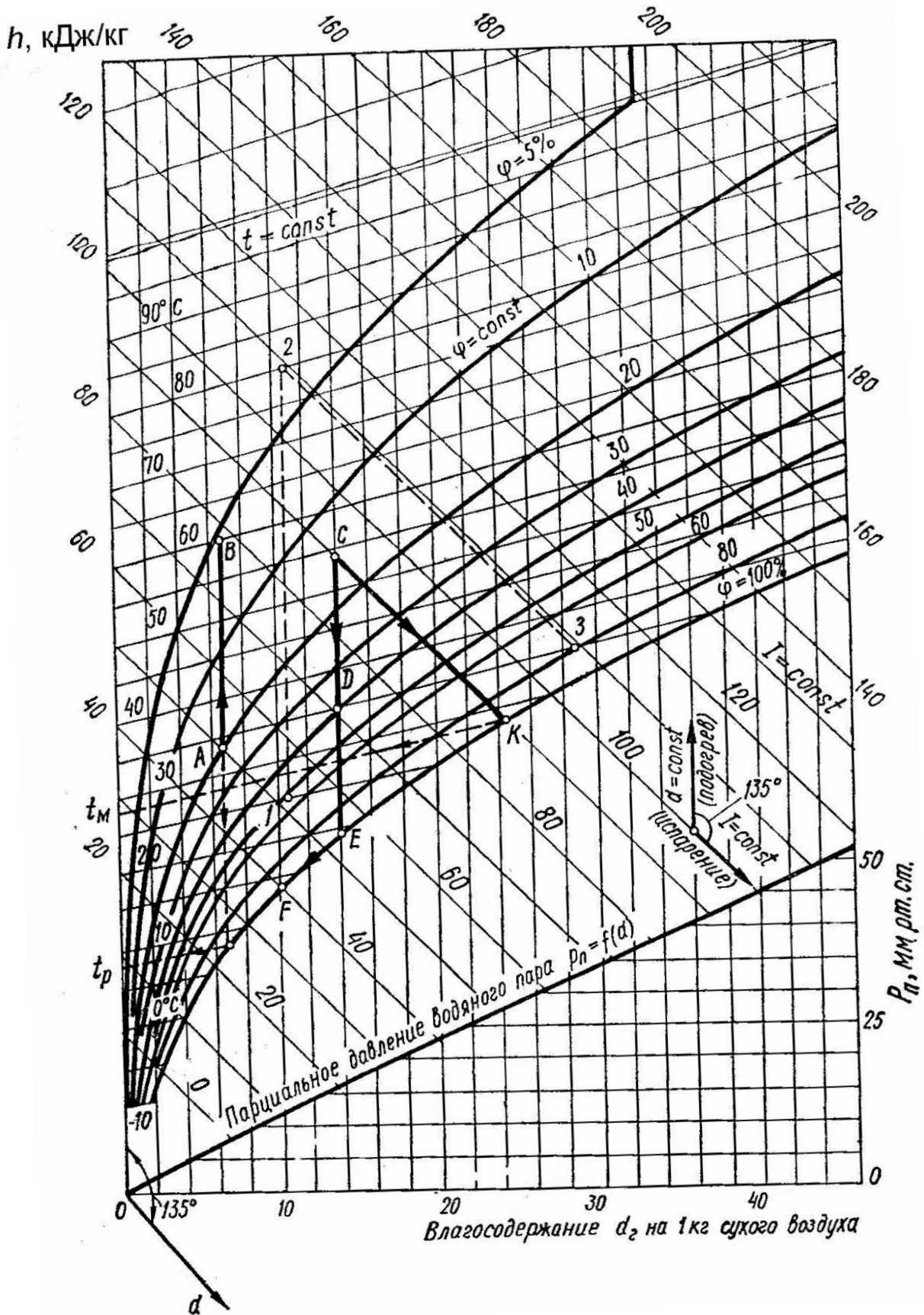
Приложение 6

Насыщенный пар фреона-12 (CCl_2F_2)

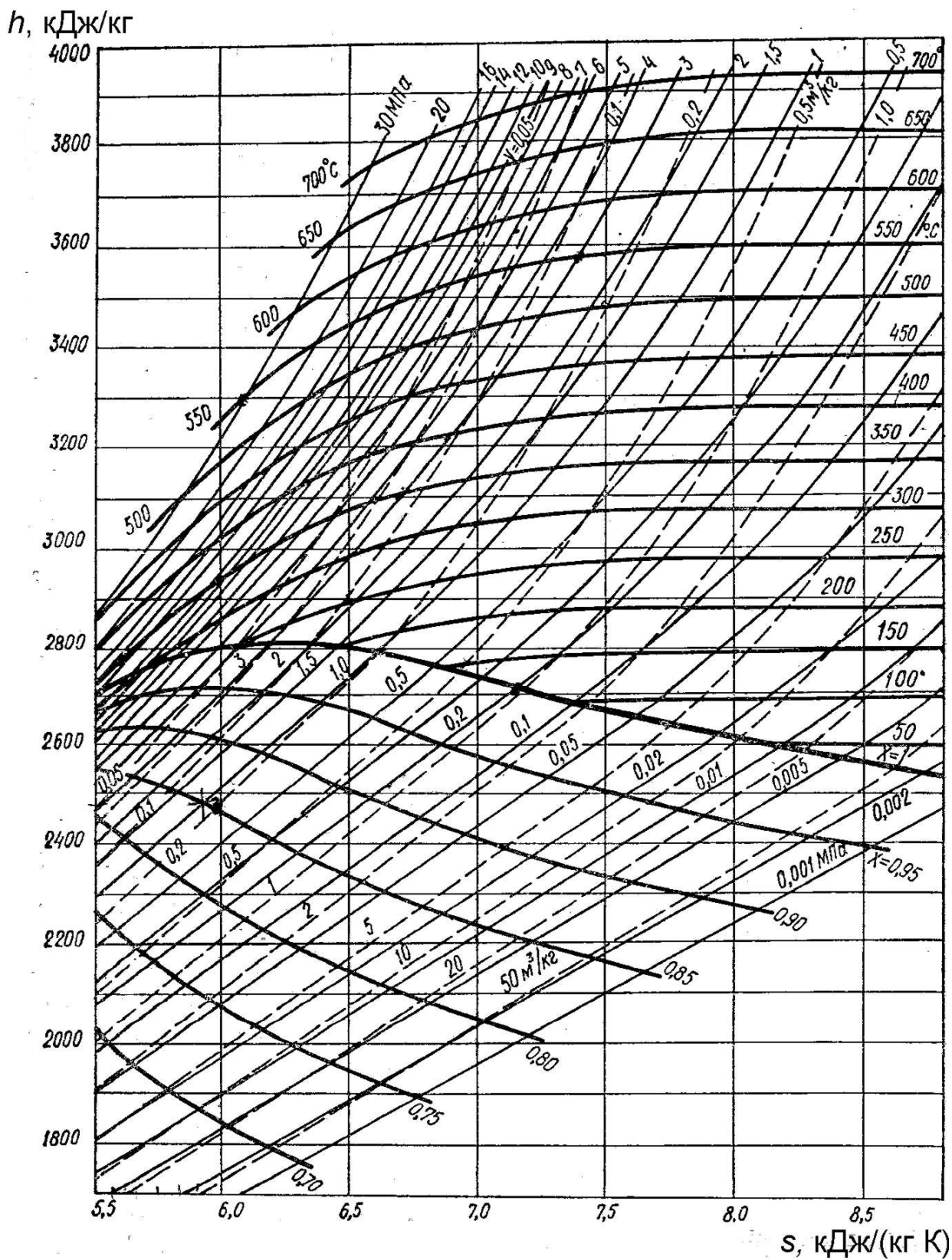
t , °C	P, МПа	v' , дм ³ /кг	v'' , м ³ /кг	h'	h''	r	s'	s''
				кДж/кг			кДж/(кг·К)	
-20	0,1510	0,6868	0,11070	400,5	564,0	163,5	4,1183	4,7645
-15	0,1826	0,6940	0,09268	405,0	566,4	161,4	4,1356	4,7613
-10	0,2191	0,7018	0,07813	409,5	568,9	159,4	4,1528	4,7586
-5	0,2609	0,7092	0,06635	414,0	571,2	157,2	4,1698	4,7561
0	0,3086	0,7173	0,05667	418,7	573,6	154,9	4,1868	4,7539
5	0,3624	0,7257	0,04863	423,4	575,9	152,4	4,2036	4,7519
10	0,4230	0,7342	0,04204	428,1	578,1	150,0	4,2204	4,7501
15	0,4911	0,7435	0,03648	433,0	580,3	147,3	4,2371	4,7484
20	0,5667	0,7524	0,03175	437,9	582,5	144,6	4,2537	4,7469
25	0,6508	0,7628	0,02773	442,8	584,5	141,7	4,2702	4,7455
30	0,7434	0,7734	0,02433	447,9	586,5	138,6	4,2868	4,7441
35	0,8460	0,7849	0,02136	452,9	988,3	135,4	4,3031	4,7425
40	0,9582	0,7668	0,01882	451,1	590,1	132,0	4,3194	4,7410

Приложение 7

h-d-Диаграмма влажного воздуха



Приложение 8

Рабочая часть h - s —диаграммы водяного пара

Учебное издание

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ
И ВЫПОЛНЕНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ЗАДАНИЙ**

по дисциплине «Термодинамика»

для обучающихся по специальности 21.05.04 «Горное дело»

всех форм обучения

Составители: Лебедев Александр Николаевич, к.т.н., доцент

Сафьянц Сергей Матвеевич, д.т.н., профессор

Волкова Елена Ивановна, к.х.н., доцент