

Министерство сельского хозяйства Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АГРАРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра “Тракторы и автомобили и энергетические установки ”

**КУРС ЛЕКЦИЙ  
ПО ДИСЦИПЛИНЕ «ТЕПЛОТЕХНИКА»  
ДЛЯ СТУДЕНТОВ  
ИНСТИТУТА МЕХАНИЗАЦИИ И  
ТЕХНИЧЕСКОГО СЕРВИСА  
ЧАСТЬ I**

Казань 2019

УДК 536 (07)  
ББК 22. 317

Разработан:  
доцентом кафедры «Тракторы, автомобили и энергетические установки» Усенковым Р.А.

**Рецензенты:** Доцент кафедры теоретических основ теплотехники  
Казанского национального исследовательского  
технического университета им. А.Н. Туполева – КАИ  
Лопатин А.А.  
доцент кафедры «Безопасность жизнедеятельности»  
Казанского государственного аграрного университета  
Гаязиев И.Н.

Курс лекций рассмотрен и рекомендован к печати на заседании кафедры «Тракторы, автомобили и энергетические установки» Казанского государственного аграрного университета 28.02.2019 г. (протокол №7)

Курс лекций предназначен для студентов, обучающихся для направлений подготовки: 35.03.06 – «Агроинженерия», 23.03.03 – «Эксплуатация транспортно-технологических машин и комплексов», 20.03.01 – «Техносферная безопасность», 44.03.04 - «Профессиональное обучение (по отраслям)» и 23.05.01 - «Наземные транспортно-технологические средства».

Курс лекций рассмотрен и рекомендован к печати на заседании методической комиссии Института механизации сельского хозяйства и технического сервиса Казанского государственного аграрного университета 03.03.2019 г. (протокол №5)

УДК 536 (07)  
ББК 22. 317

© Казанский государственный аграрный университет, 2019

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Аннотация .....</b>	<b>5</b>
<b>Предисловие .....</b>	<b>5</b>
<b>Введение .....</b>	<b>5</b>
<b>Раздел 1 Техническая термодинамика .....</b>	<b>7</b>
<b>Глава 1 Основные понятия и определения.....</b>	<b>7</b>
1.1 Предмет и методы термодинамики.....	7
1.2 Термодинамическая система.....	8
1.3 Основные термодинамические параметры состояния....	9
1.4 Уравнение состояния.....	12
1.5 Уравнение состояния идеальных газов.....	13
<b>Глава 2 Первый закон термодинамики.....</b>	<b>14</b>
2.1 Внутренняя энергия.....	14
2.2 Работа расширения.....	16
2.3 Теплота.....	19
2.4 Аналитическое выражение первого закона термодинамики.....	20
2.5 Теплоемкость газов.....	22
2.6 Энталпия.....	24
<b>Глава 3 Второй закон термодинамики.....</b>	<b>25</b>
3.1 Энтропия.....	25
3.2 Общая формулировка второго закона термодинамики.....	28
3.3 Прямой цикл Карно.....	31
3.4 Обратный цикл Карно.....	34
<b>Глава 4 Основные термодинамические процессы в газах, парах и их смесях.....</b>	<b>36</b>
4.1 Изопроцессы идеального газа.....	36
4.1.1 Изохорный процесс .....	37
4.1.2 Изобарный процесс .....	38
4.1.3 Изотермический процесс .....	40
4.1.4 Адиабатный процесс .....	42
4.1.5 Политропный процесс .....	43
4.2 Термодинамические процессы реальных газов.....	46
4.2.1 Уравнение реальных газов.....	46
4.2.2 Понятие о водяном паре.....	47
4.2.3 Процесс парообразования. Основные понятия и определения.....	48

4.2.4 Определение параметров воды и пара.....	52
4.2.5 $T$ , $s$ – диаграмма водяного пара.....	54
4.3 Влажный воздух.....	55
4.3.1 Влагосодержание. Абсолютная и относительная влажность.....	55
4.3.2 Термоемкость и энталпия влажного воздуха.....	56
4.3.3 $h$ , $d$ – диаграмма влажного воздуха.....	57
<b>Глава 5 Особенности термодинамики открытых систем.....</b>	<b>60</b>
5.1 Уравнение первого закона термодинамики для потока.	60
5.2 Термодинамический анализ процессов в компрессоре.	62
5.2.1 Процессы сжатия в идеальном компрессоре.....	62
5.2.2 Многоступенчатое сжатие.....	64
5.2.3 Действительные рабочие процессы в поршневом компрессоре.....	66
<b>Глава 6 Циклы теплосиловых установок.....</b>	<b>66</b>
6.1 Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания..	66
6.1.1 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме $v = \text{const}$ (цикл Отто).....	67
6.1.2 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении $p = \text{const}$ (цикл Дизеля).....	68
6.1.3 Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$ (цикл Тринклера).....	70
6.1.4 Сравнение циклов ДВС.....	72
6.2 Цикл Стирлинга.....	73
6.3 Циклы паротурбинных установок.....	77
6.3.1 Циклы Карно и Ренкина насыщенного пара. Регенерация теплоты.....	77
6.3.2 Цикл Ренкина на перегретом паре.....	80
<b>Список литературы .....</b>	<b>83</b>
<b>Рекомендуемая литература .....</b>	<b>84</b>

## 4 АННОТАЦИЯ

Настоящее пособие представляет собой конспекты лекций, читаемых для студентов 3 курса Казанского государственного аграрного университета, обучающихся по специальностям: 110304 «Технология обслуживания и ремонта машин в АПК»; 190603 «Сервис транспортных и технологических машин и оборудования»; 280102 «Безопасность технологических процессов и производств»; 110301 «Механизация сельского хозяйства»; 110303 «Механизация переработки сельскохозяйственной продукции»; 110302 «Электрификация и автоматизация сельского хозяйства»; 05501 «Профессиональное обучение (Агроинженерия)»; 110300.62 «Агроинженерия» (бакалавры).

В нем кратко изложены основы технической термодинамики:

- закономерности для расчета термодинамических параметров состояния идеальных газов;
- формулировка и аналитический вид первого и второго законов термодинамики;
- идеальные циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания;
- термодинамические свойства и процессы реальных газов;
- циклы паросиловых установок;
- циклы холодильных установок.

Курс лекций предназначен для студентов очной и заочной форм обучения.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Данное пособие представляет собой конспекты лекций автора для студентов 3 курса Института механизации сельского хозяйства и технического сервиса Казанского государственного аграрного университета. Сложившаяся при чтении лекций последовательность изложения материала оставлена без изменения.

Для более полного ознакомления с рассматриваемыми вопросами студенты должны обратиться к специальной и справочной литературе. Список рекомендуемых учебников и справочников приводится.

5  
**ВВЕДЕНИЕ**

**Теплотехника** – это дисциплина, которая изучает способы получения, преобразования, транспортировки и использования теплоты, а также принципы работы тепловых машин.

Курс «Теплотехника и применение теплоты в сельском хозяйстве» состоит из следующих разделов:

- I Техническая термодинамика;
- II Основы теории теплообмена;
- III Применение теплоты в сельском хозяйстве.

Законы превращения энергии изучаются **термодинамикой**.

**Термодинамика** – это наука об энергии и ее свойствах.

**Техническая термодинамика** рассматривает законы термодинамики применительно к процессам взаимного превращения теплоты в механическую работу или механической работы в тепловую энергию.

## **Раздел I ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА**

### **Глава 1 Основные понятия и определения**

#### **1.1 Предмет и методы термодинамики**

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

В зависимости от задач исследования рассматривают техническую или химическую термодинамику, термодинамику биологических систем и так далее. В рамках химической термодинамики изучаются физико-химические превращения вещества, определяются тепловые эффекты реакций, рассчитывается химическое равновесие систем. **Техническая термодинамика** изучает закономерности взаимного превращения тепловой и механической энергии и является (вместе с теорией теплообмена) теоретическим фундаментом теплотехники. На ее основе осуществляют расчет и проектирование всех тепловых двигателей - паровых и газовых турбин, реактивных и ракетных двигателей, двигателей внутреннего сгорания, а также всевозможного технологического оборудования - компрессорных машин, сушильных и холодильных установок и так далее. Рассматривая только макроскопические тела, термодинамика изучает закономерности тепловой формы движения материи, обусловленные наличием огромного числа непрерывно движущихся и взаимодействующих между собой микроструктурных частиц.

Физические свойства макроскопических систем изучаются статистическим и термодинамическим методами. Статистический метод основан на использовании теории вероятностей и определенных моделей строения этих систем и представляет собой содержание статистической физики. Термодинамический метод не требует привлечения модельных представлений о структуре вещества и является феноменологическим (то есть рассматривает «феномены» - явления в целом). При этом связь между макроскопическими параметрами, определяющими поведение изучаемых систем, устанавливается двумя основными законами (началами) термодинамики, которые сформулированы на основании огромного числа экспериментальных данных.

В дальнейшем, исходя из термодинамического метода, мы будем для наглядности использовать молекулярно-кинетические представления о структуре вещества.

## 1.2 Термодинамическая система

**Термодинамическая система** представляет собой совокупность материальных тел, находящихся в механическом и тепловом взаимодействиях друг с другом и с окружающими систему внешними телами.

Выбор системы произволен и диктуется условиями решаемой задачи. Тела, не входящие в систему, называют **окружающей средой**. Систему отделяют от окружающей среды контрольной поверхностью (оболочкой). Так, например, для простейшей системы - газа, заключенного в тонком цилиндре под поршнем, внешней средой является окружающий воздух, а контрольными поверхностями служат стенки цилиндра и поршень.

Механическое и тепловое взаимодействия термодинамической системы осуществляются через контрольные поверхности. При механическом взаимодействии самой системой или над системой совершается работа. В нашем примере механическая работа производится при перемещении поршня и сопровождается изменением объема. Тепловое взаимодействие заключается в переходе теплоты между отдельными телами системы и между системой и окружающей средой. В рассматриваемом примере теплота может подводиться к газу через стенки цилиндра.

В самом общем случае система может обмениваться со средой и веществом (массообменное взаимодействие). Такая система называется **открытой**. Потоки газа или пара в турбинах и трубопроводах примеры открытых систем. Если вещество не проходит через границы системы, то она называется **закрытой** в дальнейшем, если это специально не оговаривается, мы будем рассматривать закрытые системы.

Термодинамическую систему, которая не может обмениваться теплом с окружающей средой, называют теплоизолированной или **адиабатной**. Примером адиабатной системы является газ, находящийся в сосуде, стенки которого покрыты идеальной тепловой изоляцией, исключающей теплообмен между заключенным в сосуде газом и окружающими телами. Такую изоляционную оболочку называют адиабатной.

Система, не обменивающаяся с внешней средой ни энергией, ни веществом, называется **изолированной**.

В технической термодинамике изучаются системы, осуществляющие взаимное превращение теплоты и работы. Обычно это газы и пары. Их называют рабочими телами.

### 1.3 Основные термодинамические параметры состояния

Свойства каждой системы характеризуются рядом величин, которые принято называть термодинамическими параметрами состояния. Основными среди них являются **температура, давление и удельный объем**. Для их наглядного определения используем известные из курса физики молекулярно-кинетические представления об идеальном газе как о системе не взаимодействующих друг с другом (на расстоянии) материальных точек.

**Температурой** называется физическая величина, характеризующая степень нагретости тела. В переводе с латинского температура означает «смесь». Крепость «смеси» измеряется в градусах.

За реперную точку термодинамической шкалы принята температура в так называемой «тройной точке воды» (в равновесном состоянии льда, воды и пара)  $T_Z = 273,16 \text{ К}$  или  $0,01 \text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Международная стоградусная эмпирическая температурная шкала Цельсия создана при помощи газового термометра по двум реперным точкам – точке плавления химически чистого льда ( $t_0 = 0 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ) и точке кипения полученной из него воды ( $t_S = 100 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ).

С точки зрения молекулярно-кинетических представлений **температура** есть мера интенсивности теплового движения молекул. Ее численное значение однозначно связано с величиной средней кинетической энергии молекул вещества:

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \quad (1.1)$$

где **m** – масса молекулы, **кг**;

**$\overline{c^2}$**  – средняя квадратическая скорость поступательного движения молекул;

**$k$**  - постоянная Больцмана, равная  $1,380662 \cdot 10^{-23}$  Дж/К;

**$T$**  – абсолютная температура, К.

Температура  **$T$** , определенная таким образом, называется **абсолютной**.

В системе СИ за единицу измерения **абсолютной температуры**  **$T$**  принят Кельвин (К). На практике широко применяется градус Цельсия ( $^{\circ}\text{C}$ ). Соотношение между абсолютной  **$T$**  и стоградусной  **$t$**  температурами имеет вид:

$$T = t + 273,15. \quad (1.2)$$

Для измерения температуры используются термометры расширения, манометрические термометры, термоэлектрические термометры, термометры сопротивления и оптические пирометры.

**Давление** обусловлено взаимодействием молекул рабочего тела с поверхностью и численно равно силе, действующей на единицу площади поверхности тела по нормали к последней. В соответствии с молекулярно-кинетической теорией давление газа определяется соотношением:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{\overline{mc^2}}{2}, \quad (1.3)$$

где  **$n$**  - число молекул в единице объема;

**$m$**  – масса молекулы, кг;

**$\overline{c^2}$**  – средняя квадратическая скорость поступательного движения молекул.

В Международной системе единиц (СИ) давление  **$p$**  измеряется в Паскалях ( $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ ). Поскольку эта единица мала, удобнее использовать  $1 \text{ кПа} = 1000 \text{ Па}$  и  $1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}$ .

Давление измеряется при помощи манометров, барометров и вакуумметров. Жидкостные и пружинные манометры измеряют избыточное давление  **$p_{изб}$** , представляющее собой разность между полным или абсолютным давлением  **$p$**  измеряемой среды и атмосферным давлением  **$p_{атм}$** :

$$p_{изб} = p - p_{атм}. \quad (1.4)$$

Приборы для измерения давлений ниже атмосферного называются вакуумметрами; их показания дают значение разрежения (или вакуума)  $p_{\text{вак}}$ , то есть избыток атмосферного давления  $p_{\text{атм}}$  над абсолютным  $p$ :

$$p_{\text{вак}} = p_{\text{атм}} - p. \quad (1.5)$$

Следует отметить, что параметром состояния является **абсолютное давление**. Именно оно входит в термодинамические уравнения.

**Удельный объем**  $v$  - это объем единицы массы вещества. Если однородное тело массой  $M$  занимает объем  $V$ , то по определению

$$v = \frac{V}{M}. \quad (1.6)$$

В системе СИ единица измерения удельного объема есть  $\text{м}^3/\text{кг}$ . Между удельным объемом вещества и его плотностью существует очевидное соотношение:

$$v = \frac{1}{\rho}. \quad (1.7)$$

Для сравнения величин, характеризующих системы в одинаковых состояниях, вводится понятие «нормальные условия»:

- физические:  $p = 760 \text{ мм рт. ст.} = 101,325 \text{ кПа}; T = 273,15 \text{ К}$ ;
- технические:  $p = 735,6 \text{ мм рт. ст.} = 98 \text{ кПа}; t = 15 \text{ }^{\circ}\text{C}$ .

В технической термодинамике обычно используют физические нормальные условия.

**Если все термодинамические параметры постоянны во времени и одинаковы во всех точках системы, то такое состояние системы называется равновесным.**

Если между различными точками в системе существуют разности температур, давлений и других параметров, то она является **неравновесной**. В такой системе под действием градиентов параметров возникают потоки теплоты, вещества и другие, стремящиеся вернуть ее в состояние равновесия. Опыт показывает, что **изолированная система с течением времени всегда приходит в**

**состояние равновесия и никогда самопроизвольно выйти из него не может.** В классической термодинамике рассматриваются только равновесные системы.

#### 1.4 Уравнение состояния

Для равновесной термодинамической системы существует функциональная связь между параметрами состояния, которая называется уравнением состояния. Опыт показывает, что объем, температура и давление простейших систем, которыми являются газы, пары и жидкости, связаны термическим уравнением состояния вида:

$$f(p, v, T) = 0. \quad (1.8)$$

Существование этой зависимости между основными параметрами обусловлено тем, что величина каждого из них определяется положением и скоростями движения молекул, которые для каждого отдельного состояния имеют вполне определенные значения.

Уравнению состояния можно придать другую форму:

$$p = f_1(v, T), \quad (1.9)$$

$$v = f_2(p, T), \quad (1.10)$$

$$T = f_3(p, v). \quad (1.11)$$

Эти уравнения показывают, что из трех основных параметров, определяющих состояние системы, независимыми являются два любых.

Для решения задач методами термодинамики совершенно необходимо знать уравнение состояния. Однако, оно не может быть получено в рамках термодинамики и должно быть, найдено либо экспериментально, либо методами статической физики. Конкретный вид уравнения состояния зависит от индивидуальных свойств вещества.

## 1.5 Уравнение состояния идеальных газов

В термодинамике все газы, обладающие такими же свойствами, как система невзаимодействующих материальных точек, называются **идеальными**. Реальные газы при низких давлениях близки к идеальным, ибо в этих условиях силами межмолекулярного взаимодействия и объемом молекул можно пренебречь:

$$p = nkT. \quad (1.12)$$

Рассмотрим **1 кг** газа. Учитывая, что в нем содержится **N** молекул, и, следовательно,  $n = N/v$ , получим:

$$\frac{pv}{T} = Nk = \text{const}. \quad (1.13)$$

Постоянную величину **Nk**, отнесенную к **1 кг** газа, обозначают буквой **R** и называют **газовой постоянной**. Поэтому

$$\frac{pv}{T} = R, \quad (1.14a)$$

или

$$pv = RT. \quad (1.14b)$$

Полученное соотношение представляет собой уравнение Клапейрона (1834 г.).

Умножив на **M**, получим уравнение состояния для произвольной массы газа **M кг**:

$$pV = MRT. \quad (1.14b)$$

Уравнению Клапейрона можно придать универсальную форму, если отнести газовую постоянную к одному киломолю газа, то есть к количеству газа, масса которого в килограммах численно равна молекулярной массе **μ**. Положив  $M = \mu$  и  $V = V_\mu$ , получим для одного моля уравнение Клапейрона – Менделеева:

$$pV_\mu = \mu RT. \quad (1.15)$$

Здесь  $V_\mu$  - объем киломоля газа, а  $\mu R$  - универсальная газовая постоянная.

В соответствии с законом Авогадро (1811 г.) **объем одного киломоля, одинаковый в одних и тех же условиях для всех идеальных газов, при нормальных физических условиях равен 22,4136 м<sup>3</sup>**, поэтому

$$\mu R = \frac{pV_\mu}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4136}{273,15} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}. \quad (1.15a)$$

Газовая постоянная одного килограмма газа:

$$R = \frac{8314}{\mu}. \quad (1.15b)$$

## Глава 2 Первый закон термодинамики

### 2.1 Внутренняя энергия

Внутренняя энергия системы включает в себя:

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

В большинстве теплоэнергетических процессов две последние составляющие остаются неизменными. Поэтому в дальнейшем под **внутренней энергией мы будем понимать энергию хаотического движения молекул и атомов, включающую энергию поступательного, вращательного и колебательного движений, как молекулярного, так и внутримолекулярного, а также потенциальную энергию сил взаимодействия между молекулами.**

Кинетическая энергия молекул является однозначной функцией температуры, значение потенциальной энергии зависит от среднего расстояния между молекулами и, следовательно, от занимаемого газом объема  $V$ , то есть является функцией  $V$ . Поэтому **внутренняя энергия**

### U есть функция состояния тела.

Для сложной системы она определяется суммой энергий отдельных частей, то есть обладает свойством аддитивности. Величина

$$u = \frac{U}{m}, \quad (2.1)$$

называемая **удельной внутренней энергией** (Дж/кг), представляет собой внутреннюю энергию единицы массы вещества.

В дальнейшем для краткости будем называть величину **u** просто внутренней энергией. Поскольку внутренняя энергия есть функция состояния тела, то она может быть представлена в виде функции любых двух независимых параметров, определяющих это состояние:

$$u = \varphi_1(p, V); \quad (2.2)$$

$$u = \varphi_2(p, T); \quad (2.3)$$

$$u = \varphi_3(v, T). \quad (2.4)$$

Ее изменение в термодинамическом процессе  $\Delta u$  не зависит от характера процесса, а определяется только начальным и конечным состояниями тела:

$$\Delta u = \int_1^2 du = u_2 - u_1, \quad (2.5)$$

где **u<sub>1</sub>** – значение внутренней энергии в начальном состоянии, **Дж/кг**;

**u<sub>2</sub>** – значение внутренней энергии в конечном состоянии, **Дж/кг**.

Для большинства задач теплотехники важно не абсолютное значение внутренней энергии, а ее изменение в различных термодинамических процессах. Поэтому начало отсчета внутренней энергии может быть выбрано произвольно. Например, в соответствии с международным соглашением для идеальных газов за нуль принимается значение внутренней энергии при температуре **t=0 °C** вне зависимости от давления.

## 2.2 Работа расширения

Работа в термодинамике, так же как и в механике, определяется произведением действующей на рабочее тело силы на путь ее действия.

Рассмотрим газ массой  $M$  и объемом  $V$ , заключенный в эластичную оболочку с поверхностью  $F$  (Рисунок 2.1).

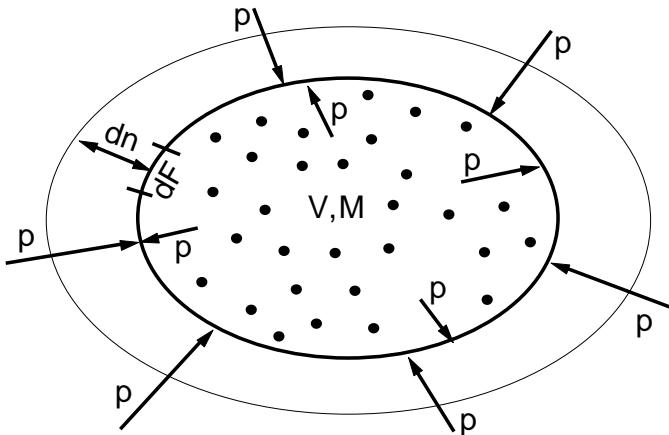


Рисунок 2.1 – К определению работы расширения

Если газу сообщить некоторое количество теплоты, то он будет расширяться, совершая при этом работу против внешнего давления  $p$ , оказываемого на него средой. Газ действует на каждый элемент оболочки  $dF$  с силой, равной  $pdF$  и, перемещая ее по нормали к поверхности на расстояние  $dn$ , совершает элементарную работу  $pdFd\mathbf{n}$ . Общую работу, совершенную в течение бесконечно малого процесса, получим, интегрируя данное выражение по всей поверхности  $F$  оболочки:

$$\delta L = p \int_F dF d\mathbf{n} . \quad (2.6)$$

Из Рисунка 2.1 видно, что изменение объема  $dV$  выражается в виде интеграла по поверхности:

$$dV = \int_F^{16} dF dn, \quad (2.7)$$

Следовательно

$$\delta L = p dV. \quad (2.8)$$

При конечном изменении объема работа  $L$  против сил внешнего давления, связанная с увеличением объема системы и называемая работой расширения, равна

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (2.9)$$

Из соотношения (2.8) следует, что работа изменения объема закрытой системы  $L$  равна произведению давления  $p$  на приращение объема  $dV$ . Поскольку  $p$  – величина положительная, то  $\delta L$  и  $dV$  всегда имеют одинаковые знаки:

если  $dV > 0$ , то и  $\delta L > 0$ , то есть при расширении работа тела положительна, при этом тело само совершает работу;

если же  $dV < 0$ , то и  $\delta L < 0$ , то есть при сжатии работа тела отрицательна: это означает, что не тело совершает работу, а на его сжатие затрачивается работа извне.

Единицей измерения работы в СИ является Джоуль (Дж).

Отнеся работу расширения к 1 кг массы рабочего тела, получим:

$$l = L/M. \quad (2.10)$$

$$\delta l = \delta L/M = p dV/M = p d(V/M) = pdv. \quad (2.11)$$

Величина  $l$ , представляющая собой удельную работу, совершаемую системой, содержащей 1 кг газа, равна

$$l = \int_{V_1}^{V_2} pdv. \quad (2.12)$$

Поскольку в общем случае  $p$  – величина переменная, то интегрирование возможно лишь тогда, когда известен закон изменения давления  $p = p(v)$ .

Формулы (2.8) – (2.12) справедливы только для равновесных процессов, при которых давление рабочего тела равно давлению окружающей среды.

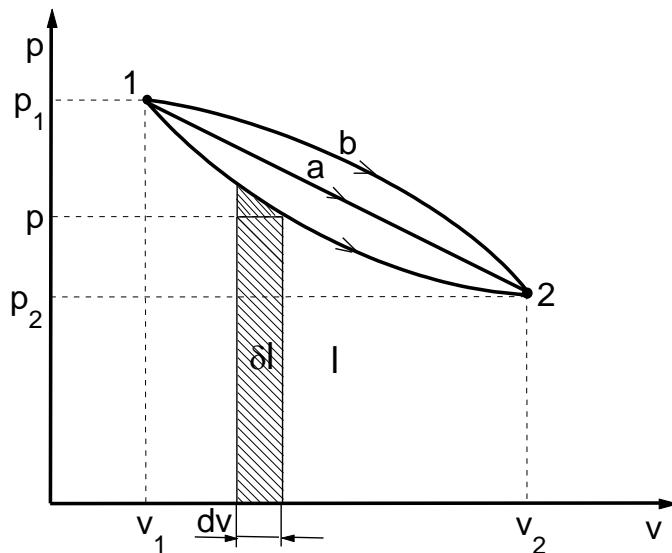


Рисунок 2.2 – Графическое изображение работы в  $p, v$  – координатах

В термодинамике для исследования равновесных процессов широко используют  $p, v$  – диаграмму, в которой осью абсцисс служит удельный объем  $v$ , а осью ординат – давление  $p$ . Поскольку состояние термодинамической системы определяется двумя параметрами, то на  $p, v$  – диаграмме оно изображается точкой. На Рисунке 2.2 точка 1 соответствует начальному состоянию системы, точка 2 – конечному, а линия 1-2 – процессу расширения рабочего тела от  $v_1$  до  $v_2$ .

При бесконечно малом изменении объема  $dv$  площадь заштрихованной вертикальной полоски равна  $p dv = \delta l$ ; следовательно, работа процесса 1-2 изображается площадью, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами. Таким образом, **работа изменения объема эквивалентна площади под кривой процесса в  $p, v$  – диаграмме.**

Каждому пути перехода системы из состояния **1** в состояние **2** (например, **1-2**, **1-а-2** или **1-б-2**) соответствует своя работа расширения:  $I_{1-б-2} > I_{1-а-2} > I_{1-2}$ . Следовательно, работа зависит от **характера термодинамического процесса**, а не является функцией только исходного и конечного состояния системы. С другой стороны,  $\int pdv$  зависит от пути интегрирования, и, следовательно, элементарная работа  $\delta I$  не является полным дифференциалом.

Работа всегда связана с перемещением макроскопических тел в пространстве, например перемещением поршня, деформацией оболочки, поэтому она характеризует упорядоченную (макрофизическую) форму передачи энергии от одного тела к другому и является мерой переданной энергии.

Поскольку величина  $\delta I$  пропорциональна увеличению объема, то в качестве рабочих тел, предназначенных для преобразования тепловой энергии в механическую, целесообразно выбирать такие, которые обладают способностью значительно увеличивать свой объем. Этим качеством обладают газы и пары жидкостей. Поэтому, например, на тепловых электрических станциях рабочим телом служат пары воды, а в двигателях внутреннего сгорания – газообразные продукты сгорания того или иного топлива.

### 2.3 Теплота

Помимо макрофизической формы передачи энергии – работы существует также и микрофизическая, то есть осуществляемая на молекулярном уровне форма обмена энергией между системой и окружающей средой. В этом случае энергия может быть передана системе без совершения работы. Мерой количества энергии, переданной микрофизическими путем, служит **теплота**.

Теплота может передаваться либо при непосредственном контакте между телами (теплопроводностью, конвекцией), либо на расстоянии (излучением), причем во всех случаях этот процесс возможен только при наличии разности температур между телами.

Как будет показано ниже, элементарное количество теплоты  $\delta Q$ , так же как  $\delta L$ , не является полным дифференциалом в отличие от дифференциала внутренней энергии  $dU$ . За этой математической символикой скрыт глубокий физический смысл различия понятий внутренней энергии, теплоты и работы.

**Внутренняя энергия – это свойство самой системы, она характеризует состояние системы. Теплота и работа – это энергетические характеристики процессов механического и теплового взаимодействия системы с окружающей средой. Они характеризуют те количества энергии, которые переданы системе или отданы ею через ее границы в определенном процессе.**

#### **2.4 Аналитическое выражение первого закона термодинамики**

Первый закон термодинамики представляет собой частный случай всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым явлениям. В соответствии с уравнением Эйнштейна  $E = mc^2$  надо рассматривать единый закон сохранения и превращения массы и энергии. Однако в технической термодинамике мы имеем дело со столь малыми скоростями объекта, что дефект массы равен нулю, и поэтому закон сохранения энергии можно рассматривать независимо.

Закон сохранения и превращения энергии является фундаментальным законом природы, который получен на основе обобщения огромного количества экспериментальных данных и применим ко всем явлениям природы. Он утверждает, что энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одной формы в другую, причем убыль энергии одного вида дает эквивалентное количество энергии другого вида.

Пусть некоторому рабочему телу с объемом  $V$  и массой  $M$ , имеющему температуру  $T$  и давление  $p$ , сообщается извне бесконечно малое количество теплоты  $\delta Q$ . В результате подвода теплоты тело нагреется на  $dT$  и увеличится в объеме на  $dV$ .

Повышение температуры тела свидетельствует об увеличении кинетической энергии его частиц. Увеличение объема тела приводит к увеличению расстояния между молекулами. Так как между молекулами реального газа существуют силы взаимного притяжения, то это в свою очередь ведет к увеличению потенциальной энергии частиц. В результате внутренняя энергия тела увеличивается на  $dU$ . Поскольку рабочее тело окружено средой, которая оказывает на него давление, то при своем расширении оно производит механическую работу  $\delta L$  против сил внешнего давления. Так как никаких других изменений в системе не происходит, то по закону сохранения энергии

$$\delta Q = dU + \delta L, \quad (2.13)$$

то есть теплота, сообщаемая системе, идет на приращение ее внутренней энергии и на совершение внешней работы.

Полученное уравнение является математическим выражением **первого закона термодинамики**. Каждый из трех членов этого соотношения может быть положительным, отрицательным или равным нулю. Рассмотрим некоторые частные случаи:

1)  $\delta Q = 0$  – теплообмен системы с окружающей средой отсутствует, то есть теплота к системе не подводится и от нее не отводится. Процесс при отсутствии теплообмена называется **адиабатным**. Для него уравнение (2.13) принимает вид

$$\delta L = -dU. \quad (2.14)$$

Следовательно, работа расширения, совершаемая системой в адиабатном процессе, равна уменьшению внутренней энергии данной системы. При адиабатном сжатии рабочего тела затрачиваемая извне работа целиком идет на увеличение внутренней энергии системы.

2)  $\delta L = 0$  – при этом объем тела не изменяется,  $dV = 0$ . Такой процесс называется **изохорным**, для него

$$\delta Q = dU, \quad (2.15)$$

то есть количество теплоты, подведенное к системе при постоянном объеме, равно увеличению внутренней энергии данной системы.

3)  $dU = 0$  – внутренняя энергия системы не изменяется и

$$\delta Q = \delta L, \quad (2.16)$$

то есть сообщаемая системе теплота превращается в эквивалентную ей внешнюю работу.

Для системы, содержащей **1 кг** рабочего тела

$$\delta q = du + \delta l. \quad (2.17)$$

Проинтегрировав уравнения (2.13) и (2.17) для некоторого

процесса, получим выражение первого закона термодинамики в интегральной форме:

$$Q = \Delta U + L; \quad (2.18)$$

$$q = \Delta u + l, \quad (2.19)$$

где  $\Delta U = U_2 - U_1$  - изменение внутренней энергии, Дж;  
 $\Delta u = u_2 - u_1$  - изменение удельной внутренней энергии, Дж/кг.

## 2.5 Теплоемкость газов

Отношение количества теплоты  $\delta Q$ , полученного телом при бесконечно малом изменении его состояния, к связанному с этим изменению температуре тела  $dT$  называется **теплоемкостью** тела в данном процессе:

$$C = \delta Q / dT. \quad (2.20)$$

Обычно величину теплоемкости относят к единице количества вещества и в зависимости от выбранной единицы различают:

1) **удельную массовую теплоемкость  $c$** , отнесенную к 1 кг газа и измеряемую в  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ ;

2) **удельную объемную теплоемкость  $c'$** , отнесенную к количеству газа, содержащегося в 1 м<sup>3</sup> объема при нормальных физических условиях, и измеряемую в  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$ ;

3) **удельную мольную теплоемкость  $\mu c$** , отнесенную к одному киломолю и измеряемую в  $\frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$ .

Зависимость между удельными теплоемкостями устанавливается очевидными соотношениями:

$$c = \mu c / \mu; \quad (2.21)$$

$$c = \mu c / 22,4; \quad (2.22)$$

$$\mathbf{c} = c\rho_h; \quad (2.23)$$

где **22,4 м<sup>3</sup>** - объем одного киломоля газа;

$\rho_h$  - плотность газа при нормальных условиях, **кг/м<sup>3</sup>**.

Изменение температуры тела при одном и том же количестве сообщаемой теплоты зависит от характера происходящего при этом процесса, поэтому **теплоемкость является функцией процесса**. Это означает, что одно и то же рабочее тело в зависимости от процесса требует для своего нагревания на один градус Кельвина различного количества теплоты. Численно величина **c** изменяется в пределах от  $+\infty$  до  $-\infty$ .

В термодинамических расчетах большое значение имеют:

**теплоемкость при постоянном давлении**

$$c_p = \delta q_p / dT, \quad (2.24)$$

равная отношению количества теплоты  $\delta q_p$ , сообщенной телу в

процессе при постоянном давлении, к изменению температуры тела **dT**;

**теплоемкость при постоянном объеме**

$$c_v = \delta q_v / dT, \quad (2.25)$$

равная отношению количества теплоты  $\delta q_v$ , подведенной к телу в процессе при постоянном объеме; к изменению температуры тела **dT**.

После несложных преобразований из выражений для изобарной **c<sub>p</sub>** и изохорной **c<sub>v</sub>** теплоемкостей получим уравнение Майера:

$$c_p = c_v + R. \quad (2.26)$$

Соотношение (2.26) называется уравнением Майера и является одним из основных в технической термодинамике идеальных газов.

В процессе **v = const** теплота, сообщаемая газу, идет лишь на изменение его внутренней энергии, тогда как в процессе **p = const** теплота расходуется и на увеличение внутренней энергии и на совершение работы против внешних сил. Поэтому **c<sub>p</sub>** больше **c<sub>v</sub>** на величину этой работы. Следовательно, газовая постоянная **R** численно равна работе расширения одного килограмма газа при нагревании его

при постоянном давлении на один Кельвин.

Для реальных газов  $c_p - c_v > R$ , поскольку при расширении реальных газов (при  $p = \text{const}$ ) совершается работа не только против внешних сил, но и против сил притяжения, действующих между молекулами, что вызывает дополнительный расход теплоты.

Обычно теплоемкости определяются экспериментально, но для многих веществ их можно рассчитать методами статистической физики.

## 2.6 Энталпия

В термодинамике важную роль играет величина суммы внутренней энергии системы  $U$  и произведения давления системы  $p$  на величину объема системы  $V$ , называемая **энталпия** и обозначаемая  $H$ :

$$H = U + pV. \quad (2.27)$$

Так как входящие в нее величины являются функциями состояния, то и сама **энталпия является функцией состояния**.

Так же как внутренняя энергия, работа и теплота, она измеряется в **Джоулях** (Дж).

Энталпия обладает свойством аддитивности. Величина

$$h = u + pv, \quad (2.28)$$

называемая **удельной энталпиией** ( $h = H/M$ ), представляет собой энталпию системы, содержащей 1 кг вещества, и измеряется в **Дж/кг**.

Поскольку энталпия есть функция состояния, то она может быть представлена в виде функции двух любых параметров состояния:

$$h = \psi_1(p, v); \quad (2.29)$$

$$h = \psi_2(v, T); \quad (2.30)$$

$$h = \psi_3(p, T), \quad (2.31)$$

а величина  $dh$  является полным дифференциалом, и, следовательно,

**изменение энталпии в любом процессе определяется только начальным и конечным состояниями тела и не зависит от характера процесса.**

При расчетах практический интерес представляет изменение энталпии в конечном процессе:

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_p dT. \quad (2.32)$$

## Глава 3 Второй закон термодинамики

### 3.1 Энтропия

Как уже указывалось, величина  $\delta q = du + pdv$  не является полным дифференциалом. Действительно, для того чтобы проинтегрировать правую часть этого выражения, нужно знать зависимость  $p$  от  $v$ , то есть процесс, который совершают газ.

Покажем это на примере изменения параметров идеального газа в равновесных процессах:

$$\frac{\delta q}{T} = \frac{c_v dT + pdv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}. \quad (3.1)$$

Выражение  $\delta q / T$  при равновесном изменении состояния газа есть полный дифференциал некоторой функции состояния. Она называется энтропией, обозначается для 1 кг газа через  $s$  и измеряется в **Дж/(кгК)**. Для произвольного количества газа энтропия, обозначаемая через  $S$ , равна  $S = Ms$  и измеряется в **Дж/К**.

Таким образом, аналитически энтропия определяется следующим образом:

$$ds = \delta q / T. \quad (3.2)$$

Формула (3.2) справедлива как для идеальных газов, так и для реальных тел.

Подобно любой другой функции состояния энтропия может быть представлена в виде функции любых двух параметров состояния:

$$s = \xi_1(p, v); \quad (3.3)$$

$$s = \xi_2(p, T); \quad (3.4)$$

$$s = \xi_3(v, T). \quad (3.5)$$

Значение энтропии для заданного состояния определяется интегрированием уравнения (3.2):

$$s = \int \frac{\delta q}{T} + s_0, \quad (3.6)$$

где  $s_0$  – константа интегрирования.

При температурах, близких к абсолютному нулю, все известные вещества находятся в конденсированном состоянии. В. Нернст (1906 г.) экспериментально установил, а М. Планк (1912 г.) окончательно сформулировал следующий принцип: **при температуре, стремящейся к абсолютному нулю, энтропия вещества, находящегося в конденсированном состоянии с упорядоченной кристаллической структурой, стремится к нулю**, то есть  $s_0 = 0$  при  $T = 0$  К. Этот закон называют **третьим законом термодинамики** или тепловой теоремой Нернста. Он позволяет рассчитать абсолютное значение энтропии в отличие от внутренней энергии и энталпии, которые всегда отсчитываются от произвольного уровня.

Однако в технической термодинамике обычно используется не абсолютное значение энтропии, а ее изменение в каком-либо процессе:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \delta q / T, \quad (3.7)$$

поэтому энтропию тоже часто отсчитывают от произвольно выбранного уровня.

Понятие энтропии позволяет ввести чрезвычайно удобную для термодинамических расчетов  $T, s$ -диаграмму, на которой (как и на  $p, v$ -диаграмме) состояние термодинамической системы изображается точкой, а равновесный термодинамический процесс – линией (Рисунок 3.1).

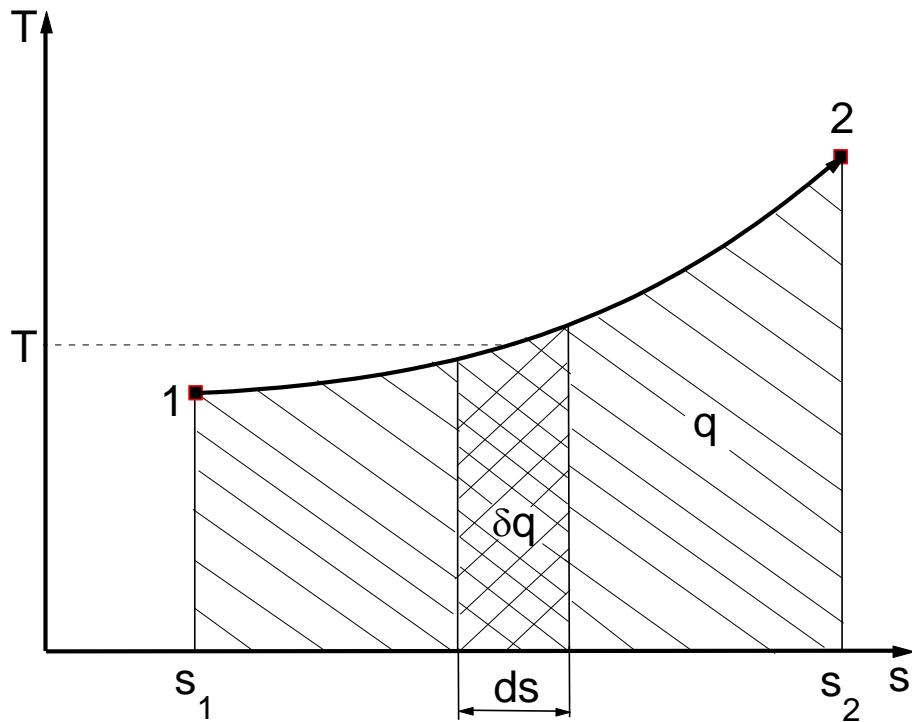


Рисунок 3.1 – Графическое изображение теплоты  $T$ ,  $s$ -координатах

Из уравнения (3.2) следует, что в равновесном процессе

$$\delta q = Tds ; \quad (3.8)$$

$$q = \int_1^2 Tds . \quad (3.9)$$

Очевидно, что в  $T$ ,  $s$ -диаграмме элементарная теплота процесса  $\delta q$  изображается элементарной площадкой с высотой  $T$  и основанием  $ds$ , а площадь, ограниченная линией процесса, крайними ординатами и осью абсцисс эквивалентна теплоте процесса. Формула (3.8) показывает, что  $ds$  и  $\delta q$  имеют одинаковые знаки, следовательно, по характеру изменения энтропии в равновесном процессе можно судить о том, в каком направлении происходит теплообмен. При подводе теплоты к телу ( $\delta q > 0$ ) его энтропия возрастает ( $ds > 0$ ), а при отводе теплоты ( $\delta q < 0$ ) – убывает ( $ds < 0$ ).

### 3.2 Общая формулировка второго закона термодинамики

Из первого закона термодинамики следует, что взаимное превращение тепловой и механической энергии в двигателе должно осуществляться в строго эквивалентных количествах. **Двигатель, который позволял бы получать работу без энергетических затрат, называется вечным двигателем первого рода.** Ясно, что такой двигатель невозможен, ибо он противоречит первому закону термодинамики. Поэтому первый закон можно сформулировать в виде следующего утверждения: **вечный двигатель первого рода невозможен.** В 1755 г. французская Академия наук «раз и навсегда» объявила, что не будет больше принимать на рассмотрение какие-либо проекты вечных двигателей.

Несмотря на эквивалентность теплоты и работы, процессы их взаимного превращения неравнозначны. Опыт показывает, что механическая энергия может быть полностью превращена в теплоту, например путем трения, однако теплоту полностью превратить в механическую энергию нельзя. Многолетние попытки осуществить такой процесс не увенчались успехом. Это связано с существованием фундаментального закона природы, называемого **вторым законом термодинамики.** Чтобы выяснить его сущность, обратимся к принципиальной схеме теплового двигателя (Рисунок 3.2).

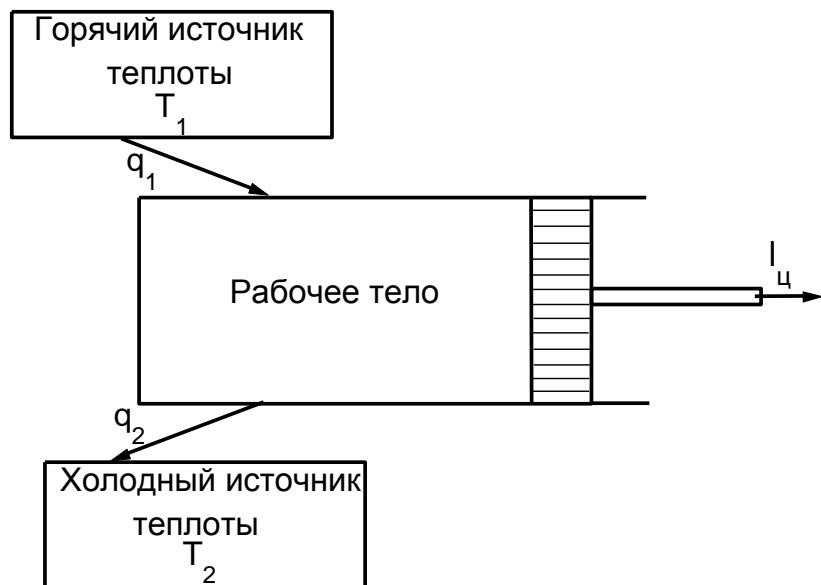


Рисунок 3.2 – Термодинамическая схема теплового двигателя

Как показал опыт, все без исключения тепловые двигатели должны иметь горячий источник теплоты, рабочее тело, совершающее замкнутый круговой процесс - цикл, и холодный источник теплоты.

Практически в существующих тепловых двигателях горячими источниками служат химические реакции сжигания топлива или внутриядерные реакции, а в качестве холодного источника используется окружающая среда - атмосфера. В качестве рабочих тел, как отмечалось выше, применяются газы или пары.

Работа двигателя осуществляется следующим образом (Рисунок 3.3).

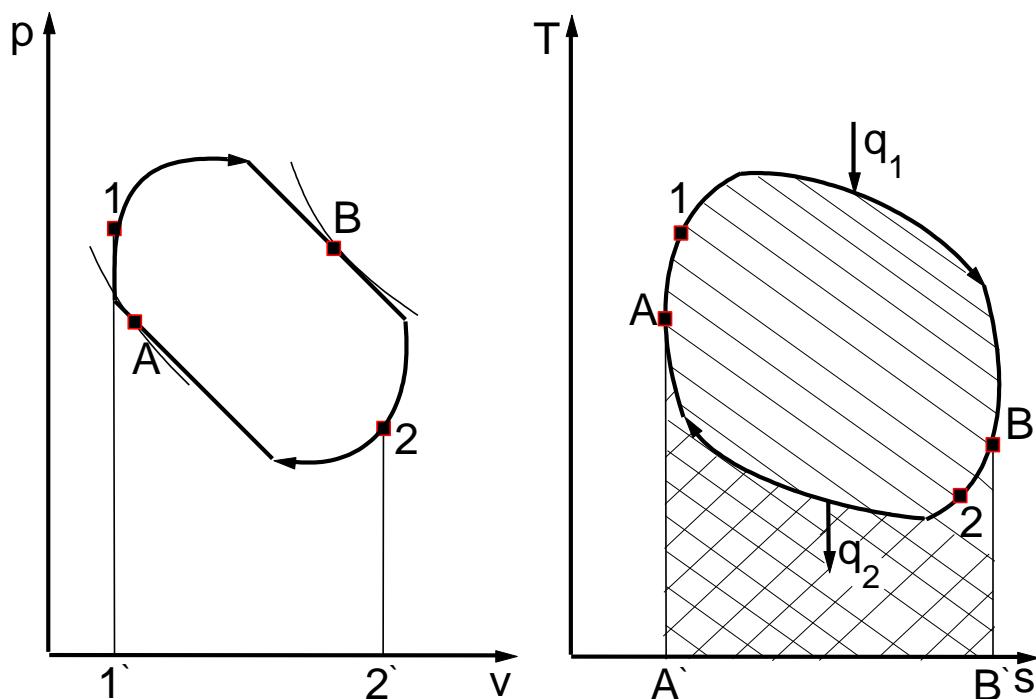


Рисунок 3.3 – Круговой процесс (цикл) в  $p$ ,  $v$ - и  $T$ ,  $s$ - координатах  
 Расширяясь по линии **1B2**, рабочее тело совершает работу, равную площади **1B22'1**. В непрерывно действующей тепловой машине этот процесс должен повторяться многократно. Для этого нужно уметь возвращать рабочее тело в исходное состояние. Такой переход можно осуществить в процессе **2B1**, но при этом потребуется совершить над рабочим телом ту же самую работу. Ясно, что это не имеет смысла, так как суммарная работа – работа цикла – окажется равной нулю.

Для того чтобы двигатель непрерывно производил механическую энергию, работа расширения должна быть больше работы сжатия.

Поэтому кривая сжатия **2A1** должна лежать ниже кривой расширения. Затраченная в процессе **2A1** работа изображается площадью **2A11`2`**. В результате каждый килограмм рабочего тела совершае за цикл полезную работу  $I_{\text{пп}}$ , эквивалентную площади **1B2A1**, ограниченной контуром цикла. Если провести две адиабаты, касательные к контуру цикла в точках **A** и **B**, то цикл разобьется на два участка: **A1B**, на котором происходит подвод теплоты  $q_1$ , и участок **B2A**, на котором происходит отвод теплоты  $q_2$ . В точках **A** и **B**, лежащих на адиабатах, нет ни подвода, ни отвода теплоты, и в этих точках поток теплоты меняет знак. Таким образом, для непрерывной работы двигателя необходим циклический процесс, в котором к рабочему телу от горячего источника подводится теплота  $q_1$ , и отводится от него к холодному теплота  $q_2$ . В  $T, s$ -диаграмме теплота  $q_1$  эквивалентна площади **A`A1BB`**, а  $q_2$  - площади **A`A2BB`**.

Применим первый закон термодинамики к циклу совершающему одни килограммом рабочего тела:

$$\oint \delta q = \oint du + \oint \delta I. \quad (3.10)$$

Здесь  $\oint$  означает интегрирование по замкнутому контуру **1B2A1**.

Внутренняя энергия системы является функцией состояния. При возвращении рабочего тела в исходное состояние она также приобретает исходное значение. Поэтому  $\oint du = 0$ , и предыдущее выражение превращается в равенство

$$q_{\text{пп}} = I_{\text{пп}}, \quad (3.11)$$

где  $q_{\text{пп}} = \oint \delta q$  представляет собой ту часть теплоты горячего источника, которая превращена в работу. Это – теплота, полезно использованная в цикле, она равна разности теплот  $q_1 - q_2$  и эквивалентна площади, ограниченной контуром цикла  $T, s$ -диаграмме.

**Отношение работы, производимой двигателем за цикл, к количеству теплоты, подведенной за этот цикл от горячего источника, называется термическим коэффициентом полезного действия (КПД) цикла:**

$$\eta_t = I_u / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1 = 1 - q_2 / q_1. \quad (3.12)$$

Коэффициент полезного действия оценивает степень совершенства цикла теплового двигателя. Чем больше КПД, тем большая часть подведенной теплоты превращается в работу.

Соотношение (3.11) является математическим выражением принципа эквивалентности тепловой и механической энергии.

Отметим, что если исключить из схемы теплового двигателя холодный источник, то формально принцип эквивалентности не будет нарушен. Однако, как показывает опыт и как следует из проведенного выше анализа работы двигателя, такой двигатель работать не будет.

**Тепловой двигатель без холодного источника теплоты, то есть двигатель, полностью превращающий в работу всю полученную от горячего источника теплоту, называется вечным двигателем второго рода.**

Таким образом, второй закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего утверждения: **«Вечный двигатель второго рода невозможен».** В более расшифрованном виде эту формулировку в 1851 г. дал В. Томсон: **«Невозможна периодически действующая тепловая машина, единственным результатом действия которой было бы получение работы за счет отнятия тепла от некоторого источника».**

### 3.3 Прямой цикл Карно

Итак, для превращения теплоты в работу в непрерывно действующей машине нужно иметь, по крайней мере, тело или систему тел, от которых можно было бы получить теплоту (горячий источник); рабочее тело, совершающее термодинамический процесс, и тело, или систему тел, способную охлаждать рабочее тело, то есть забирать от него теплоту, не превращенную в работу (холодный источник).

Рассмотрим простейший случай, когда имеется один горячий с температурой  $T_1$  и один «холодный» с температурой  $T_2$  источники теплоты. Причем теплоемкость каждого из них столь велика, что отъем рабочим телом теплоты от одного источника и передача ее другому практически не меняет их температуры. Хорошой иллюстрацией могут служить земные недра в качестве горячего источника и атмосфера в качестве холодного.

Единственная возможность осуществления обратимого

(состоящего только из равновесных процессов) цикла в этих условиях заключается в следующем. Теплоту от горячего источника к рабочему телу нужно подводить изотермически. В любом другом случае температура рабочего тела будет меньше температуры источника  $T_1$ , то есть теплообмен между ними будет неравновесным. Равновесно охладить рабочее тело от температуры горячего тела до температуры холодного источника  $T_2$ , не отдавая теплоту другим телам (которых по условию нет), можно только путем адиабатного расширения с совершением работы. По тем же соображениям процесс теплоотдачи от рабочего тела к холодному источнику тоже должен быть изотермическим, а процесс повышения температуры рабочего тела от  $T_1$  до  $T_2$  – адиабатным сжатием с затратой работы. Такой цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат, носит название цикла Карно, поскольку именно с его помощью С. Карно в 1824г. установил основные законы превращения тепловой энергии в механическую.

Осуществление цикла Карно в тепловой машине можно представить следующим образом. Газ (рабочее тело) с начальными параметрами, характеризующимися точкой **a** (Рисунок 3.4), помещен в цилиндр под поршень, причем боковые стенки цилиндра и поршень абсолютно нетеплопроводны, так что теплота может передаваться только через основание цилиндра.

Вводим цилиндр в соприкосновение с горячим источником теплоты. Расширяясь изотермически при температуре  $T_1$  от объема  $v_a$  до объема  $v_b$ , газ забирает от горячего источника теплоту  $q_1 = T_1(s_2 - s_1)$ . В точке **b** подвод теплоты прекращаем и ставим цилиндр на теплоизолатор. Дальнейшее расширение рабочего тела происходит адиабатно. Работа расширения совершается при этом только за счет внутренней энергии, в результате чего температура газа падает до  $T_2$ .

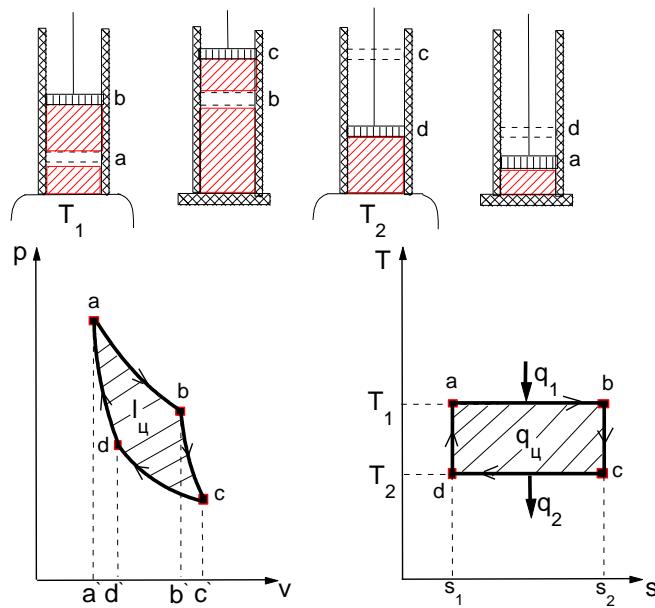


Рисунок 3.4 – Прямой цикл Карно в  $p$ ,  $v$ - и  $T$ ,  $s$ -диаграммах

Теперь возвратим тело в начальное состояние. Для этого сначала поместим цилиндр на холодный источник с температурой  $T_2$  и будем сжимать рабочее тело по изотерме **cd**, совершая работу  $I_2$  и отводя при этом к нижнему источнику от рабочего тела теплоту  $q_2 = T_2(s_2 - s_1)$ . Затем снова поставим цилиндр на теплоизолятатор и дальнейшее сжатие проведем в адиабатных условиях. Работа, затраченная на сжатие по линии **da**, идет на увеличение внутренней энергии, в результате чего температура газа увеличивается до  $T_1$ .

Таким образом, в результате цикла каждый килограмм газа получает от горячего источника теплоту  $q_1$ , отдает холодному теплоту  $q_2$  и совершает работу  $I_{\text{ц}}$ .

Термический КПД цикла Карно определяется формулой:

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1. \quad (3.13)$$

Из нее видно, что **термический КПД цикла Карно зависит только абсолютных температур горячего и холодного источников**. Увеличить КПД можно либо за счет увеличения температуры горячего источника, либо за счет уменьшения температуры холодного.

При  $T_1 = T_2$  термический КПД цикла равен нулю. Это указывает на невозможность превращения теплоты в работу, если все тела

системы имеют одинаковую температуру, то есть находятся между собой в тепловом равновесии.

### 3.4 Обратный цикл Карно

Осуществим обратимый цикл Карно в обратном направлении. Рабочее тело с начальными параметрами точки **a** (Рисунок 3.5) расширяется адиабатно, совершая работу расширения за счет внутренней энергии, и охлаждается от температуры  $T_1$  до температуры  $T_2$ . Дальнейшее расширение происходит по изотерме, и рабочее тело отбирает от нижнего источника с температурой  $T_2$  теплоту  $q_2$ . Далее газ подвергается сжатию сначала по адиабате, и его температура от  $T_2$  повышается до  $T_1$ , а затем – по изотерме ( $T_1 = \text{const}$ ). При этом рабочее тело отдает верхнему источнику с температурой  $T_1$  количество теплоты  $q_1$ .

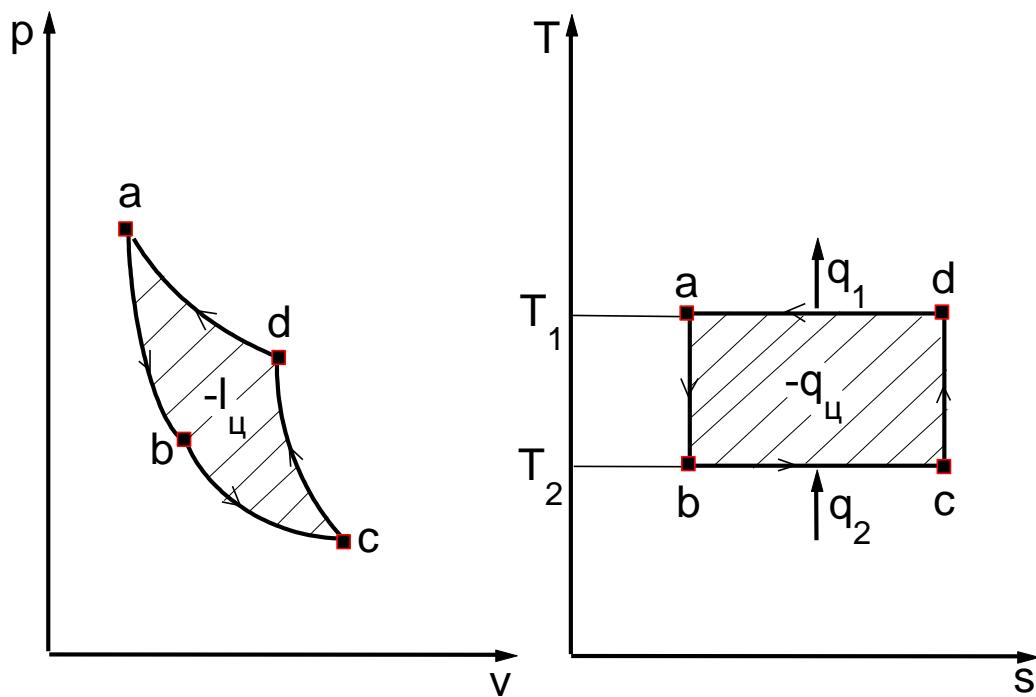


Рисунок 3.5 – Обратный цикл Карно в  $p, v$ - и  $T, s$ -диаграммах

Поскольку в обратном цикле сжатие рабочего тела происходит при более высокой температуре, чем расширение, работа сжатия, совершаемая внешними силами, больше работы расширения на величину площади **abcd**, ограниченной контуром цикла. Эта работа

превращается в теплоту и вместе с теплотой  $q_2$  передается верхнему источнику. Таким образом, затратив на осуществление обратного цикла работу  $I_u$ , можно перенести теплоту от источника с низкой температурой к источнику с более высокой температурой, при этом нижний источник отдаст количество теплоты  $q_2$ , а верхний получит количество теплоты  $q_1 = q_2 + I_u$ .

Обратный цикл Карно является идеальным циклом холодильных установок и так называемых **тепловых насосов**.

В холодильной установке рабочими телами служат, как правило, пары легкокипящих жидкостей – фреона, аммиака и другие. Процесс «перекачки теплоты» от тел, помещенных в холодильную камеру, к окружающей среде происходит за счет затрат электроэнергии.

Эффективность холодильной установки оценивается **холодильным коэффициентом, определяемым как отношение количества теплоты, отнятой за цикл от холодильной камеры, к затраченной в цикле работе:**

$$\varepsilon = q_2 / I_u = q_2 / (q_1 - q_2). \quad (3.14)$$

Для обратного цикла Карно

$$\varepsilon = T_2 / (T_1 - T_2). \quad (3.15)$$

Заметим, что чем меньше разность температур между холодильной камерой и окружающей средой, тем меньше нужно затратить энергии для передачи теплоты от холодного тела к горячему и тем выше холодильный коэффициент.

Холодильную установку можно использовать в качестве теплового насоса. Если, например, для отопления помещения использовать электронагревательные приборы, то количество теплоты, выделенное в них, будет равно расходу электроэнергии. Если же это количество электроэнергии использовать в холодильной установке, горячим источником, то есть приемником теплоты  $q_1$ , в которой является отапливаемое помещение, а холодным - наружная атмосфера, то количество теплоты, полученное помещением,

$$q_1 = q_2 + I_u, \quad (3.16)$$

где  $q_2$  - количество теплоты, взятое от наружной атмосферы, а  $I_{\text{пп}}$  - расход электроэнергии. Понятно, что  $q_1 > I_{\text{пп}}$ , то есть отопление с помощью теплового насоса выгоднее простого электрообогрева.

Используя обратный цикл Карно, рассмотрим еще одну формулировку второго закона термодинамики, которую в то же время, что и В. Томсон, предложил Р. Клаузиус: **теплота не может самопроизвольно (без компенсации) переходить от тел с более низкой к телам с более высокой температурой.**

Эта формулировка интуитивно следует из нашего повседневного опыта, который показывает, что самопроизвольно теплота переходит только от тел с более высокой к телам с более низкой температурой, а не наоборот. Можно доказать, что формулировка Р. Клаузиуса эквивалентна формулировке В.Томсона.

Действительно, если бы теплота  $q_2$ , полученная за цикл холодным источником, могла самопроизвольно перейти к горячему источнику, то за счет нее снова можно было бы получить какую-то работу – вечный двигатель второго рода, таким образом, был бы возможен.

Из рассмотрения обратного цикла Карно следует, что передача теплоты от тела менее нагревого к телу более нагревому возможна, но этот «неестественный» (точнее – несамопроизвольный) процесс требует соответствующей энергетической компенсации в системе. В обратном цикле Карно в качестве такой компенсации выступала затраченная работа, но это может быть и затрата теплоты более высокого потенциала, способной совершить работу при переходе на более низкий потенциал.

## Глава 4 Основные термодинамические процессы в газах, парах и их смесях

### 4.1 Изопроцессы идеального газа

Как уже было сказано выше, первый закон термодинамики устанавливает взаимосвязь между количеством теплоты, внутренней энергией и работой. При этом количество теплоты, подводимое к телу или отводимое от тела, зависит от характера процесса. К основным термодинамическим процессам относятся: изохорный, изотермический, изобарный, адиабатный и политропный.

#### 4.1.1 Изохорный процесс

При изохорном процессе выполняется условие  $dv = 0$  или  $v = \text{const}$ . Запишем уравнение состояния идеального газа:

$$pv = RT. \quad (4.1)$$

Из соотношения (4.1) следует, что  $p/T = R/v = \text{const}$ , то есть давление газа пропорционально его абсолютной температуре (закон Шарля):

$$p_2/p_1 = T_2/T_1. \quad (4.2)$$

На Рисунке 4.1 представлен график изохорного процесса.

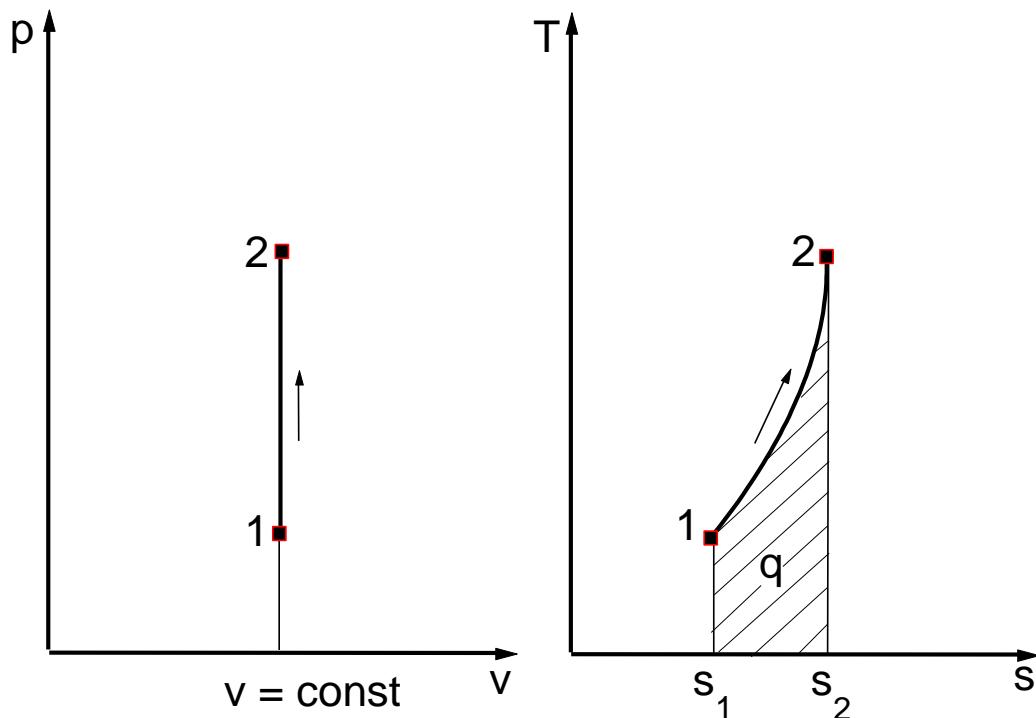


Рисунок 4.1 – Изображение изохорного процесса в  $p$ ,  $v$ - и  $T$ ,  $s$ -координатах

Работа расширения в этом процессе равна нулю, так как  $dv = 0$ .

Количество теплоты, подведенной к рабочему телу в процессе 1-2 при  $c_v = \text{const}$ , определится следующим образом:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1). \quad (4.3)$$

При переменной теплоемкости

$$q = c_{vcp} \left| \frac{t_2}{t_1} (t_2 - t_1) \right| = c_{vcp} \left| \frac{t_2}{t_0} t_2 - c_{vcp} \left| \frac{t_1}{t_0} t_1 \right. \right|, \quad (4.4)$$

где  $c_{vcp} \left| \frac{t_2}{t_1} \right|$  - средняя массовая изохорная теплоемкость в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$ .

Так как  $I = 0$ , то в соответствии с первым законом термодинамики  $\Delta u = q$  и

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1) \text{ при } c_v = \text{const}; \quad (4.5)$$

$$\Delta u = c_{vcp} \left| \frac{t_2}{t_1} (t_2 - t_1) \right| \text{ при } c_v = \text{var}. \quad (4.6)$$

Поскольку внутренняя энергия идеального газа является функцией только его температуры, то формулы (4.5) и (4.6) справедливы для любого термодинамического процесса идеального газа.

Изменение энтропии в изохорном процессе определяется по формуле:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(p_2/p_1) = c_v \ln(T_2/T_1), \quad (4.7)$$

то есть зависимость энтропии от температуры на изохоре при  $c_v = \text{const}$  имеет логарифмический характер.

#### 4.1.2 Изобарный процесс

Из уравнения состояния идеального газа (4.1) при  $p = \text{const}$  находим  $v/T = R/p = \text{const}$ , или

$$v_2/v_1 = T_2/T_1, \quad (4.8)$$

то есть в изобарном процессе объем газа пропорционален его абсолютной температуре (закон Гей-Люссака, 1802 г.). На Рисунке 4.2 представлен график изобарного процесса.

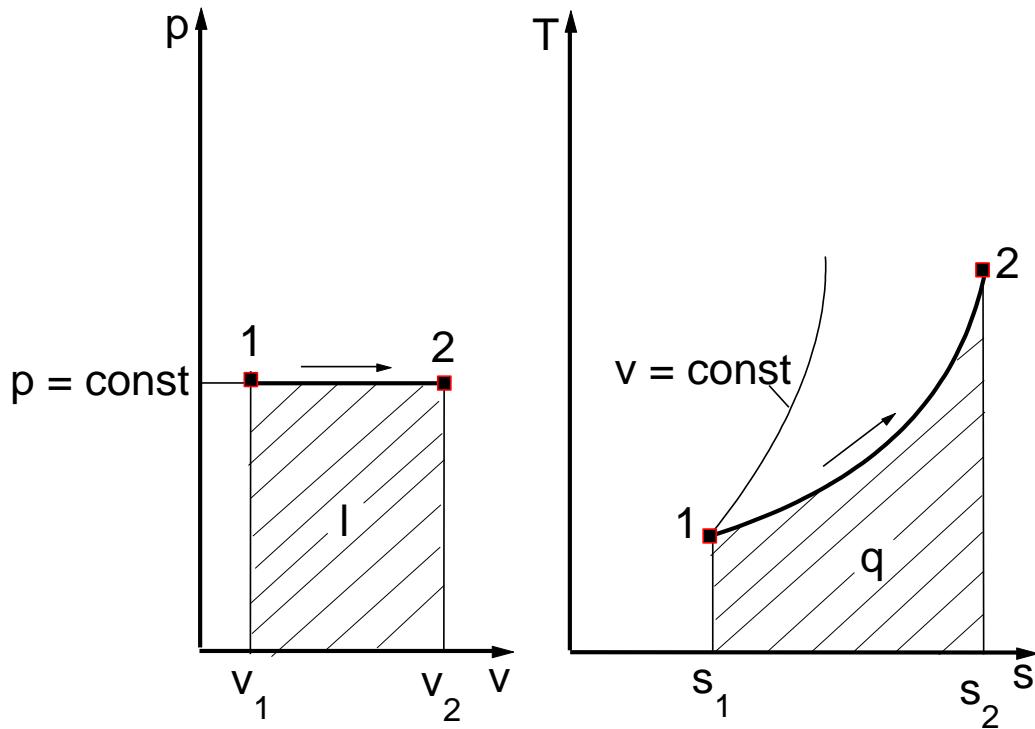


Рисунок 4.2 – Изображение изобарного процесса в  $p$ ,  $v$ - и  $T$ ,  $s$ -координатах

Работа изобарного процесса определится:

$$I = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1). \quad (4.9)$$

Так как  $pv_1 = RT_1$  и  $pv_2 = RT_2$ , то одновременно

$$I = R(T_2 - T_1). \quad (4.10)$$

Количество теплоты, сообщаемое газу при нагревании, находим следующим образом:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_{p, \text{cp}} \left|_{t_1}^{t_2} \right. (t_2 - t_1), \quad (4.11)$$

где  $c_{pcp} \left| \frac{t_2}{t_1} \right.$  - средняя массовая изобарная теплоемкость в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$ ; при  $c_p = \text{const}$

$$q = c_p (t_2 - t_1). \quad (4.12)$$

Изменение энтропии при  $c_p = \text{const}$  равно

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2 / T_1), \quad (4.13)$$

то есть температурная зависимость энтропии при изобарном процессе тоже имеет логарифмический характер.

#### 4.1.3 Изотермический процесс

При изотермическом процессе температура постоянна, следовательно,  $pv = RT = \text{const}$ , или

$$p_2 / p_1 = v_1 / v_2, \quad (4.14)$$

то есть давление и объем обратно пропорциональны друг другу, так что при изотермическом сжатии давление газа возрастает, а при расширении – падает (закон Бойля-Мариотта, 1662 г.).

Графиком изотермического процесса в  $p, v$  – координатах, как показывает уравнение (4.14), является равнобокая гипербола, для которой координатные оси служат асимптотами (Рисунок 4.3).

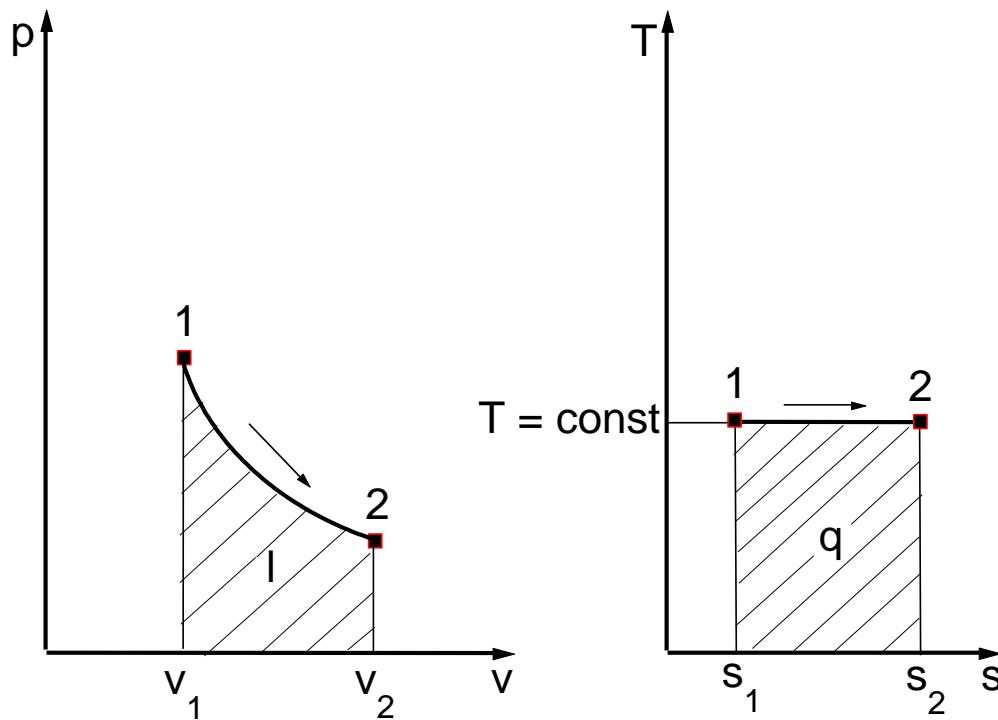


Рисунок 4.3 – Изображение изотермического процесса в  $p$ ,  $v$ - и  $T$ ,  $s$ - координатах

Работа процесса:

$$I = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} RT dv / v = RT \ln(v_2 / v_1) = RT \ln(p_1 / p_2). \quad (4.15)$$

Так как температура не меняется, то внутренняя энергия идеального газа в данном процессе остается постоянной ( $\Delta u = 0$ ) и вся подводимая к газу теплота полностью превращается в работу расширения:

$$q = I. \quad (4.16)$$

При изотермическом сжатии от газа отводится теплота в количестве, равном затраченной на сжатие работе.

Из соотношения (4.14) следует, что изменение энтропии в изотермическом процессе выражается формулой

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \delta q / T = q / T = R \ln(p_1 / p_2) = R \ln(v_2 / v_1). \quad (4.17)$$

#### 4.1.4 Адиабатный процесс

Процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой, называется адиабатным, то есть  $\delta q = 0$ .

Уравнение, характеризующее адиабатный процесс имеет вид:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^k. \quad (4.18)$$

Таким образом получим, что

$$pv^k = \text{const}, \quad (4.19)$$

где  $k = \frac{c_p}{c_v}$  - показатель адиабаты.

Графиком адиабатного процесса в  $p, v$  - координатах является равнобокая гипербола (Рисунок 4.4).

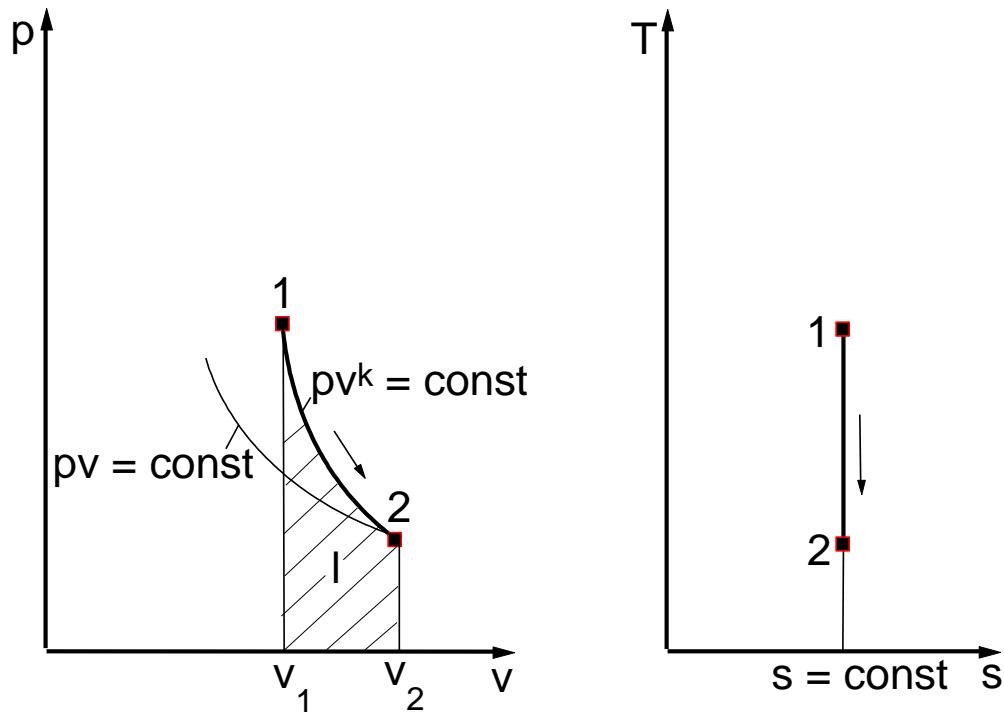


Рисунок 4.4 – Изображение адиабатного процесса в  $p, v$ - и  $T, s$ -координатах

Зависимость между параметрами газа в адиабатном процессе имеет вид:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (4.20)$$

Запишем уравнение первого закона термодинамики применительно к адиабатному процессу:

$$l = c_v(T_1 - T_2). \quad (4.21)$$

Работа расширения при адиабатном процессе совершается за счет уменьшения внутренней энергии.

Запишем уравнение Майера:

$$c_p - c_v = R \Rightarrow k c_v - c_v = R \Rightarrow k(c_v - 1) = R \Rightarrow c_v = \frac{R}{k-1}. \quad (4.22)$$

Подставив соотношение (4.22) в выражение (4.21) получим:

$$l = -\Delta u = c_v(T_1 - T_2) = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2). \quad (4.23)$$

Так как в адиабатном процессе теплообмен газа с окружающей средой исключается, то теплоемкость в данном процессе будет равна нулю:

$$c = \frac{\delta q}{dT} = 0. \quad (4.24)$$

Поскольку при адиабатном процессе теплообмен газа с окружающей средой отсутствует, то энтропия рабочего тела не изменяется:  $ds = 0$  и  $s = \text{const}$ .

#### 4.1.5 Политропный процесс

Политропным процессом называется процесс, все состояния которого удовлетворяются условию:

$$pv^n = \text{const}, \quad (4.25)$$

где **n** – показатель политропы, который может принимать любое численное значение в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ , но для данного процесса он является величиной постоянной.

Политропным называется термодинамический процесс, в котором теплоемкость газа остается постоянной.

Для политропного процесса отношение изменения внутренней энергии  $\Delta u$  ко всей подведенной теплоте  $q$  остается постоянным:

$$\varphi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v \Delta T}{c \Delta T} = \frac{c_v}{c} = \text{const}. \quad (4.26)$$

Обозначим:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}. \quad (4.27)$$

Работа газа в политропном процессе определится следующим образом:

$$I = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1). \quad (4.28)$$

Изменение внутренней энергии в ходе проведения политропного процесса определится

$$(u_2 - u_1) = c_v (T_2 - T_1). \quad (4.29)$$

Запишем уравнение первого закона термодинамики применительно к политропному процессу:

$$q = c_v (T_2 - T_1) + \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1) = (T_2 - T_1) \left( c_v + \frac{R}{1-n} \right) = c_v \frac{(n-k)}{(n-1)} (T_2 - T_1) \quad (4.30)$$

Таким образом, теплоемкость в политропном процессе определится:

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (4.31)$$

Изменение энтропии

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.32)$$

Изобарный, изохорный, изотермический и адиабатный процессы являются частными случаями политропного процесса (Рисунок 4.5).

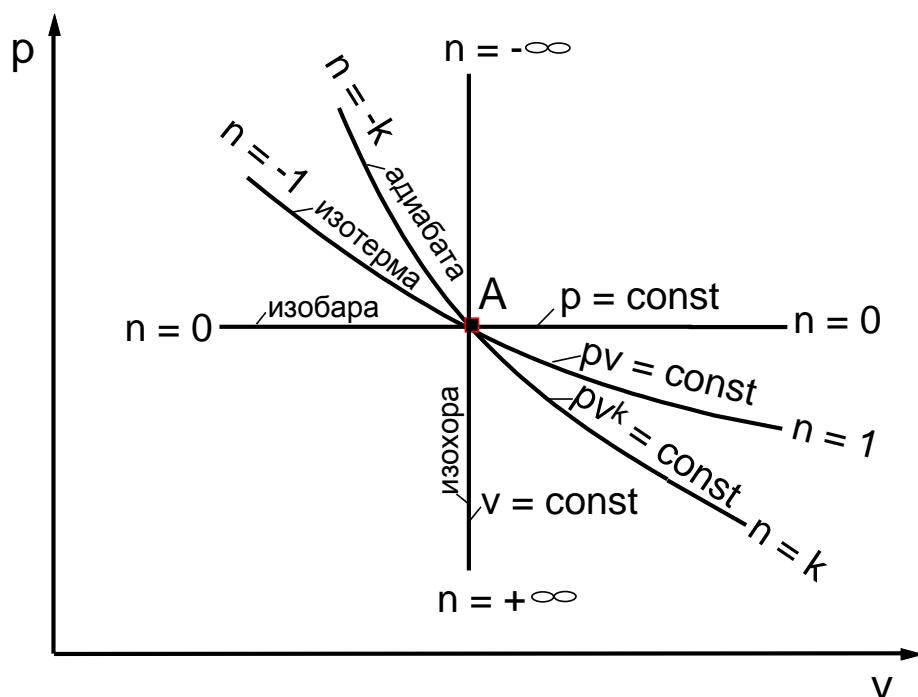


Рисунок 4.5 – Политропные процессы идеального газа в  $p, v$ -координатах

При  $n = \pm\infty, v = \text{const}$  - изохорный процесс;

При  $n = 0, p = \text{const}$  - изобарный процесс;

При  $n = 1, pv = \text{const}$  - изотермический процесс;

При  $n = k, pv^k = \text{const}$  - адиабатный процесс.

## 4.2 Термодинамические процессы реальных газов

### 4.2.1 Уравнение реальных газов

В реальных газах в отличие от идеальных существенны силы межмолекулярных взаимодействий (силы притяжения, когда молекулы находятся на значительном расстоянии, и силы отталкивания при достаточном сближении их друг с другом) и нельзя пренебречь собственным объемом молекул.

Наличие межмолекулярных сил отталкивания приводит к тому, что молекулы могут сближаться между собой только до некоторого минимального расстояния. Грубо можно считать, что свободный для движения молекул объем будет равен  $v - b$ , где  $b$  – тот наименьший объем, до которого можно сжать газ. В соответствии с этим длина свободного пробега молекул уменьшается и число ударов о стенку в единицу времени, а, следовательно, и давление увеличивается по сравнению с идеальным газом в отношении  $v/(v - b)$ , то есть

$$p = \frac{RT}{v} \frac{v}{(v - b)} = \frac{RTv}{v(v - b)} = \frac{RT}{v - b}. \quad (4.33)$$

Силы притяжения действуют в том же направлении, что и внешнее давление, и приводят к возникновению молекулярного давления  $p_{\text{мол}}$ . Сила молекулярного притяжения каких-либо двух малых частей газа пропорциональна произведению числа молекул в каждой из этих частей, то есть квадрату плотности газа, поэтому молекулярное давление обратно пропорционально квадрату удельного объема газа:

$$p_{\text{мол}} = \frac{a}{v^2}, \quad (4.34)$$

где  $a$  – коэффициент пропорциональности, принимающий определенное значение в зависимости от природы газа.

Отсюда получаем уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$\left( p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT. \quad (4.35)$$

При больших удельных объемах  $v$  и сравнительно невысоких давлениях  $p$  уравнение Ван-дер-Ваальса практически вырождается в уравнение состояния идеального газа Клапейрона.

Уравнение Ван-дер-Ваальса не всегда согласуется с опытными данными. Это происходит из-за ассоциации и диссоциации молекул (молекулы соединяются и разъединяются). Большую склонность к ассоциации проявляют полярные молекулы водяного пара.

#### 4.2.2 Понятие о водяном паре

В качестве реального газа рассмотрим водяной пар, который широко используется во многих отраслях техники и, прежде всего в теплоэнергетике, где он является основным рабочим телом. Водяной пар является рабочим телом в паровых турбинах, паровых машинах и в атомных установках. Помимо этого, водяной пар является теплоносителем в различных теплообменниках. Поэтому исследование термодинамических свойств воды и водяного пара имеет большое практическое значение.

**Пар** – это газообразное тело в состоянии, близком к кипящей жидкости.

**Парообразование** – это процесс превращения вещества из жидкого состояния в газообразное.

**Испарение** – это процесс парообразования, который происходит всегда и при любой температуре со свободной поверхности жидкости или тела и заключается в том, что отдельные молекулы с большими скоростями вылетают в окружающее пространство, преодолевая силы взаимного притяжения.

**Кипение** – это процесс парообразования, который происходит как со свободной поверхности, так и внутри нее при условии подвода тепла при определенной температуре. Кипение зависит от теплофизических свойств среды, рабочего тела и давления.

**Конденсация** – это процесс перехода вещества из газообразного состояния в жидкое или твердое. Конденсация протекает при постоянной температуре и неизменном давлении. Жидкость, полученная при конденсации, называется конденсатом.

**Сублимацией** называется процесс перехода вещества из твердого состояния в пар.

**Десублимацией** называется процесс перехода вещества из парообразного в твердое состояние.

При испарении жидкости в ограниченном пространстве (в паровых котлах) одновременно происходит обратное явление – конденсация пара. Если скорость конденсации станет равной скорости испарения, то наступает динамическое равновесие. Пар в этом случае имеет максимальную плотность и называется **насыщенным паром**.

Если температура пара выше температуры насыщенного пара того же давления, то такой пар называется **перегретым**.

Разность между температурой перегретого пара и температурой насыщенного пара того же давления называется **степенью перегрева**.

Так как удельный объем перегретого пара больше удельного объема насыщенного пара, то плотность перегретого пара меньше плотности насыщенного пара. Поэтому перегретый пар является **ненасыщенным паром**.

В момент испарения последней капли жидкости в ограниченном пространстве без изменения температуры и давления образуется **сухой насыщенный пар**. Состояние такого пара определяется одним параметром – давлением.

Механическая смесь сухого пара и мельчайших капелек жидкости называется **влажным паром**.

Массовая доля сухого пара во влажном паре называется **степенью сухости x**:

$$x = \frac{m_{cp}}{m_{vp}}, \quad (4.36)$$

где  $m_{cp}$  – масса сухого пара во влажном;

$m_{vp}$  – масса влажного пара.

Степень сухости  $x$  изменяется в пределах от 0 до 1.

Массовая доля жидкости во влажном паре называется **степенью влажности y**:

$$y = 1 - x. \quad (4.37)$$

#### 4.2.3 Процесс парообразования. Основные понятия и определения

Рассмотрим процесс получения пара. Для этого 1 кг воды при температуре 0 °C поместим в цилиндр с подвижным поршнем.

Приложим к поршню извне некоторую постоянную силу  $P$ . Тогда при площади поршня  $F$  давление будет постоянным и равным  $p = P/F$ . Будем изображать процесс **парообразования**, то есть процесс превращения вещества из жидкого состояния в газообразное в  $p, v$ -диаграмме (Рисунок 4.6).

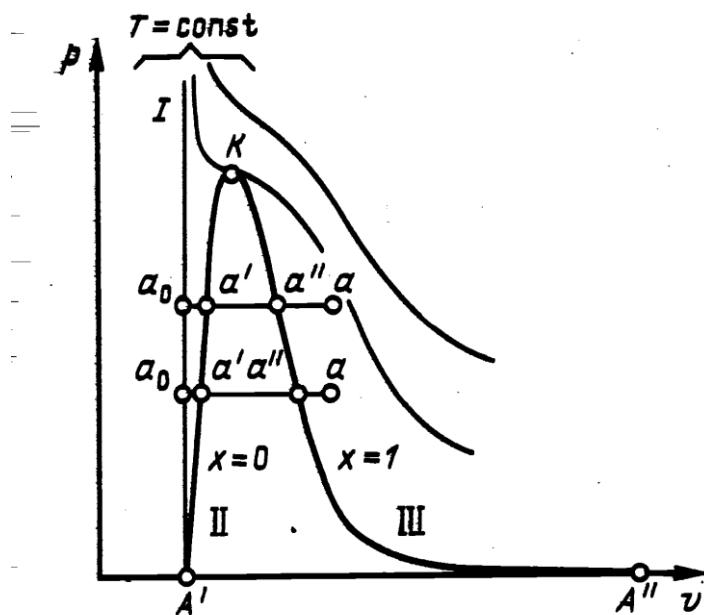


Рисунок 4.6 –  $p, v$ -диаграмма водяного пара

Начальное состояние воды, находящейся под давлением  $p$  и имеющей температуру  $0^{\circ}\text{C}$ , изобразится на диаграмме точкой  $a_0$ . При подводе теплоты к воде ее температура постепенно повышается до тех пор, пока не достигнет температуры кипения  $t_s$ , соответствующей данному давлению. При этом удельный объем жидкости сначала уменьшается, достигает минимального значения при  $t = 4^{\circ}\text{C}$ , а затем начинает возрастать. Состояние жидкости, доведенной до температуры кипения, изображается на диаграмме точкой  $a$ .

При дальнейшем подводе теплоты начинается кипение воды с сильным увеличением объема. В цилиндре теперь находится двухфазная среда – смесь воды и пара, называемая **влажным насыщенным паром**. По мере подвода теплоты количество жидкой фазы уменьшается, а паровой – растет. Температура смеси при этом остается неизменной и равной  $t_s$ , так как вся теплота расходуется на испарение жидкой фазы. Следовательно, процесс парообразования на этой стадии является изобарно-изотермическим. Наконец, в некоторый

момент времени последняя капля воды превращается в пар, и цилиндр оказывается заполненным только паром, который называется **сухим насыщенным**. Состояние его изображается точкой **а**".

**Насыщенным называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется.** Динамическое равновесие заключается в том, что количество молекул, вылетающих из воды в паровое пространство, равно количеству молекул, конденсирующихся на ее поверхности. В паровом пространстве при этом равновесном состоянии находится максимально возможное при данной температуре число молекул. Пар является насыщенным в том смысле, что при изотермическом сжатии часть его сконденсируется без изменения давления и плотности. При увеличении температуры количество молекул, обладающих энергией, достаточной для вылета в паровое пространство, увеличивается. Равновесие восстанавливается за счет возрастания давления пара, которое ведет к увеличению его плотности и, следовательно, количества молекул, в единицу времени конденсирующихся на поверхности воды. Отсюда следует, что давление насыщенного пара является монотонно возрастающей функцией его температуры, или, что то же самое, температура насыщенного пара есть монотонно возрастающая функция его давления.

При увеличении объема над поверхностью жидкости, имеющей температуру насыщения, некоторое количество жидкости переходит в пар, при уменьшении объема «излишний» пар снова переходит в жидкость, но в обоих случаях давление пара остается постоянным.

**Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, называется сухим насыщенным паром.** Его удельный объем и температура являются функциями давления. Поэтому состояние сухого пара можно задать любым из параметров – давлением, удельным объемом или температурой.

**Двухфазная смесь, представляющая собой пар со взвешенными в нем капельками жидкости, называется влажным насыщенным паром.** Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется **степенью сухости** пара и обозначается буквой **х**. Массовая доля кипящей воды во влажном паре, равная **1 – х**, называется **степенью влажности**. Для кипящей жидкости **х = 0**, а для сухого насыщенного пара **х = 1**. Состояние влажного пара характеризуется двумя параметрами: давлением (или температурой насыщения **t<sub>s</sub>**, определяющей это давление) и степенью сухости пара.

При сообщении сухому пару теплоты при том же давлении его температура будет увеличиваться, пар будет перегреваться. Точка **a** изображает состояние **перегретого пара** и в зависимости от температуры пара может лежать на разных расстояниях от точки **a''**. Таким образом, **перегретым называется пар, температура которого превышает температуру насыщенного пара того же давления**.

Так как удельный объем перегретого пара при том же давлении больше, чем насыщенного, то в единице объема перегретого пара содержится меньшее количество молекул, значит, он обладает меньшей плотностью. При изотермическом сжатии его давление и плотность возрастают, то есть он является ненасыщенным. Состояние перегретого пара, как и любого газа, определяется двумя любыми независимыми параметрами.

Если рассмотреть процесс парообразования при более высоком давлении, то можно заметить следующие изменения. Точка **a<sub>0</sub>**, соответствующая состоянию 1 кг воды при 0 °C и новом давлении, остается почти на той же вертикали, так как вода практически несжимаема. Точка **a'** смещается вправо, ибо с ростом давления увеличивается температура кипения, а жидкость при повышении температуры расширяется. Что же касается пара (точка **a''**), то, несмотря на увеличение температуры кипения, удельный объем пара все-таки падает из-за более сильного влияния растущего давления.

Поскольку удельный объем жидкости растет, а пара падает, то при постоянном увеличении давления мы достигнем такой точки, в которой удельные объемы жидкости и пара сравняются. Эта точка называется **критической**. Так как все различия между газом и жидкостью связаны с разницей в плотности (или удельном объеме), то в критической точке свойства жидкости и газа становятся одинаковыми. Для воды параметры критической точки **K** составляют:  $p_{kp} = 221,29 \cdot 10^5$  Па;  $t_{kp} = 374,15$  °C;  $v_{kp} = 0,00326$  м<sup>3</sup>/кг.

Критическая температура – это максимально возможная температура существования двух фаз: жидкости и насыщенного пара. При температурах, больших критической, возможно существование только одной фазы. Все газы являются сильно перегретыми парами. Чем выше температура перегрева (при данном давлении), тем ближе газ по своим свойствам к идеальному газу.

Наименьшим давлением, при котором еще возможно равновесие воды и насыщенного пара, является давление, соответствующее **тройной точке**. Под последней понимается то единственное состояние,

в котором могут одновременно находиться в равновесии пар, вода и лед (точка А' на Рисунке 4.6). Параметры тройной точки для воды:  $p_0=611$  Па;  $t_0 = 0,01$  °С;  $v_0 = 0,00100$  м<sup>3</sup>/кг. Процесс парообразования, происходящий при абсолютном давлении  $p_0 = 611$  Па, показан на диаграмме изобарой А'А", которая практически совпадает с осью абсцисс. При более низких давлениях пар может существовать лишь в равновесии со льдом. Процесс образования пара непосредственно из льда называется **сублимацией**.

Если теперь соединить одноименные точки плавными кривыми, то получим **нулевую изотерму I**, каждая точка которой соответствует состоянию 1 кг воды при 0 °С и давлении  $p$ , **нижнюю пограничную кривую II**, представляющую зависимость от давления удельного объема жидкости при температуре кипения, и **верхнюю пограничную кривую III**, дающую зависимость удельного объема сухого насыщенного пара от давления.

Все точки горизонталей между кривыми II и III соответствуют состояниям влажного насыщенного пара, точки кривой II определяют состояния кипящей воды, точки кривой III - состояния сухого насыщенного пара. Влево от кривой II до нулевой изотермы лежит область некипящей однофазной жидкости, вправо от кривой III – область перегретого пара. Таким образом, кривые II и III определяют область насыщенного пара, отделяя ее от области воды и перегретого пара, и поэтому называются **пограничными**. Выше точки K, где пограничных кривых нет, находится область однофазных состояний, в которой нельзя провести четкой границы между жидкостью и паром.

#### 4.2.4 Определение параметров воды и пара

Термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара берутся из таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара. В этих таблицах термодинамические величины со штрихом относятся к воде, нагретой до температуры кипения, а величины с двумя штрихами - к сухому насыщенному пару.

Поскольку для изобарного процесса подведенная к жидкости теплота  $q = h_2 - h_1$ , то, применив это соотношение к процессу а'а", получим

$$q = r = \bar{h} - \bar{h}' . \quad (4.38)$$

Величина  $r$  называется **теплотой парообразования** и определяет количество теплоты, необходимое для превращения одного килограмма воды в сухой насыщенный пар той же температуры.

Приращение энтропии в процессе парообразования определяется формулой

$$s'' - s' = \int \frac{\delta q}{T} = \frac{1}{T_s} \int \delta q = \frac{r}{T_s}. \quad (4.39)$$

За нулевое состояние, от которого отсчитываются величины  $s'$ ,  $s''$ , принято состояние воды в тройной точке. Так как состояние кипящей воды и сухого насыщенного пара определяется только одним параметром, то по известному давлению или температуре из таблиц воды и водяного пара берутся значения  $v'$ ,  $v''$ ,  $h'$ ,  $h''$ ,  $s'$ ,  $s''$ ,  $r$ .

Удельный объем  $v_x$ , энтропия  $s_x$  и энталпия  $h_x$  влажного насыщенного пара определяются по правилу аддитивности. Поскольку в **1 кг** влажного пара содержится **x кг** сухого и **(1 – x) кг** кипящей воды, то

$$v_x = xv'' + (1-x)v' = v'' + x(v'' - v'). \quad (4.40)$$

Аналогично

$$s_x = s' + x(s'' - s') = s' + xr/T_s; \quad (4.41)$$

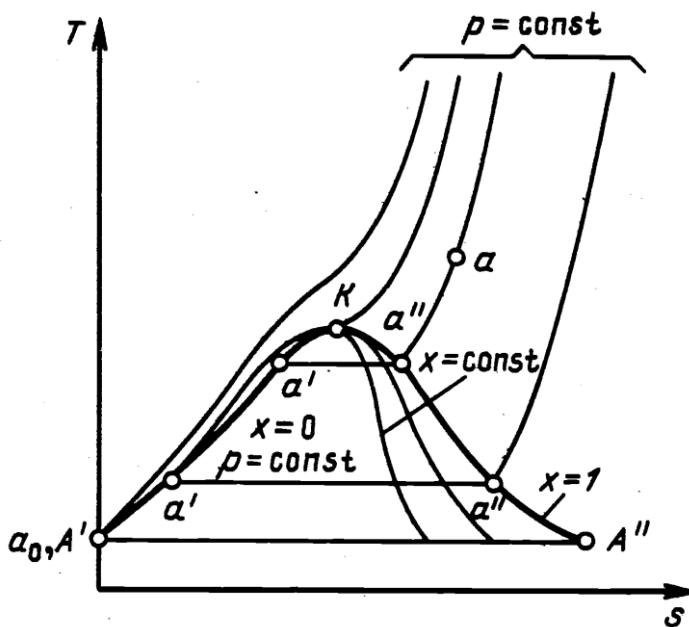
$$h_x = h' + x(h'' - h') = h' + xr. \quad (4.42)$$

Непосредственно из таблиц взять параметры влажного пара нельзя. Их определяют по приведенным выше формулам по заданному давлению (или температуре) и степени сухости.

Однофазные состояния некипящей воды и перегретого пара задаются двумя параметрами. По заданным давлению и температуре из таблиц воды и перегретого пара находят значения  $v$ ,  $h$ ,  $s$ .

#### 4.2.5 T, s-диаграмма водяного пара

Для исследования различных процессов с водяным паром кроме таблиц используется **T, s-диаграмма** (Рисунок 4.7).



Она строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в **T, s**-координаты.

Состояние воды в тройной точке ( $s_0 = 0$ ;  $T_0 = 273,16$  К) изображается в диаграмме точкой  $A'$ . Откладывая на диаграмме для разных температур значения  $s'$  и  $s''$ , получим нижнюю и верхнюю пограничные кривые. Влево от нижней пограничной кривой располагается область жидкости, между пограничными кривыми – двухфазная область влажного насыщенного пара, вправо и вверх от верхней пограничной кривой – область перегретого пара.

На диаграмму наносят изобары, изохоры и линии постоянной степени сухости, для чего каждую изобару  $a'a''$  делят на одинаковое число частей и соединяют соответствующие точки линиями  $x = \text{const}$ . Область диаграммы, лежащая ниже нулевой изотермы, отвечает различным состояниям смеси **пар + лед**.

На **T, s**-диаграмме площадь под кривой процесса эквивалентна количеству теплоты, подведенной или отведенной от рабочего тела. Работа любого обратимого цикла изображается площадью цикла,

поэтому с помощью диаграммы можно определить термический КПД цикла. При теоретических исследованиях термодинамических процессов и циклов  $T,s$ - диаграмма применяется достаточно широко.

### 4.3 Влажный воздух

В сушильной технике в качестве рабочего тела широко используют **влажный воздух**, представляющий собой смесь сухого воздуха и водяного пара.

Содержание водяного пара в атмосферном воздухе зависит от метеорологических условий, а также от наличия источников испарения воды и колеблется в широких пределах: от малых долей до **4 %** (по массе). Смесь сухого воздуха и насыщенного, водяного пара называется **насыщенным влажным воздухом**. Смесь сухого воздуха и перегретого водяного пара называется **ненасыщенным влажным воздухом**. Температура, до которой необходимо охлаждать ненасыщенный влажный воздух, чтобы содержащийся в нем перегретый пар стал насыщенным, называется **температурой точки росы**. При дальнейшем охлаждении влажного воздуха (ниже температуры точки росы) происходит конденсация водяного пара. Поэтому температуру точки росы часто используют как меру содержания в воздухе воды в парообразном состоянии.

Обычно к влажному воздуху променяют уравнения для идеальных газовых смесей. Так как в процессах сушки количество водяного пара в воздухе может меняться, а количество сухого воздуха остается постоянным, то целесообразно относить все величины к **1 кг сухого воздуха** (а не смеси).

#### 4.3.1 Влагосодержание, абсолютная и относительная влажность

Масса пара в **1 м<sup>3</sup>** влажного воздуха, численно равная плотности пара  $\rho_p$  при парциальном давлении  $p_p$ , называется **абсолютной влажностью**.

Отношение действительной абсолютной влажности воздуха  $\rho_p$  к максимально возможной абсолютной влажности  $\rho_s$  при той же температуре называют **относительной влажностью** и обозначают через  $\phi$ :

$$\varphi = p_{\text{н}} / p_s = p_{\text{н}} / p_s, \quad (4.43)$$

где  $p_{\text{н}}$  – парциальное давление водяного пара во влажном воздухе, кПа;

$p_s$  – максимально возможное парциальное давление водяного пара при данной температуре, кПа.

Величина  $\varphi$  выражается в процентах или относительных единицах. Поскольку  $0 \leq p_{\text{н}} \leq p_s$ , то  $0 \leq \varphi \leq 100\%$  (или соответственно  $0 \leq \varphi \leq 1$ ). Для сухого воздуха  $\varphi = 0$ , для насыщенного воздуха  $\varphi = 100\%$ .

Величина относительной влажности сама по себе полностью не характеризует содержание пара во влажном воздухе, для этого еще нужно знать температуру влажного воздуха, однозначно определяющую величину  $p_s$ .

Отношение массы водяного пара  $M_{\text{н}}$ , содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха  $M_{\text{в}}$  называется **влагосодержанием воздуха** и измеряется в килограммах на килограмм:

$$d = M_{\text{н}} / M_{\text{в}}. \quad (4.44)$$

Максимально возможное влагосодержание достигается при полном насыщении воздуха водяными парами ( $\varphi = 1$ ):

$$d_{\text{макс}} = 0,622 \frac{p_s}{p - p_s}. \quad (4.45)$$

Если давление насыщенного пара становится равным внешнему давлению  $p$ , что достигается при температуре кипения, то  $d = \infty$ .

### 4.3.2 Теплоемкость и энталпия влажного воздуха

Изобарную **теплоемкость** влажного воздуха  $c_p$  обычно относят к 1 кг сухого воздуха, то есть к  $(1 + d)$  кг влажного воздуха. Она равна сумме теплоемкостей 1 кг сухого воздуха и  $d$  кг пара:

$$c_p = c_{pb} + d c_{pp} . \quad (4.46)$$

В приближенных термодинамических расчетах процессов с влажным воздухом в небольшом диапазоне температур можно применять удельную изобарную теплоемкость сухого воздуха  $c_{pb} = 1 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)} = \text{const}$ , удельную изобарную теплоемкость водяного пара  $c_{pp} \approx 2 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)} = \text{const}$ . В этом случае, выражая теплоемкость в  $\text{кДж/(кг}\cdot\text{К)}$ , получим:

$$c_p = 1 + 2d . \quad (4.47)$$

**Энтальпия** влажного воздуха определяется как энтальпия газовой смеси, состоящей из **1 кг** сухого воздуха и **d кг** водяного пара, то есть

$$h = h_b + d h_{pp} . \quad (4.48)$$

**Энтальпия 1 кг** сухого воздуха **кДж/кг**,

$$h_b = c_{pb} t = 1 \cdot t . \quad (4.49)$$

**Энтальпия 1 кг** пара, **кДж/кг**, достаточно точно может быть вычислена по формуле, в которой теплота испарения воды при **0 °C** принята равной **2500 кДж/кг**, а теплоемкость пара **2 кДж/(кг К)**:

$$h_{pp} = 2500 + 2 \cdot t . \quad (4.50)$$

Тогда

$$h = t + (2500 + 2 \cdot t)d . \quad (4.51)$$

#### 4.3.3 **h,d**-диаграмма влажного воздуха

Ряд практических задач в области кондиционирования, сушки материалов, вентиляции и отопления довольно просто решается с помощью **h,d**-диаграммы, предложенной в 1918 году профессором Л. К. Рамзином. В диаграмме энтальпия **h** (**1+d**) кг влажного воздуха (ось

ординат) представлена как функция абсолютной влажности  $d$ , г/кг (ось абсцисс). Для удобства пользования  $h, d$ -диаграмма построена в косоугольных координатах: ось абсцисс направлена под углом  $135^\circ$  к оси ординат (Рисунок 4.8).

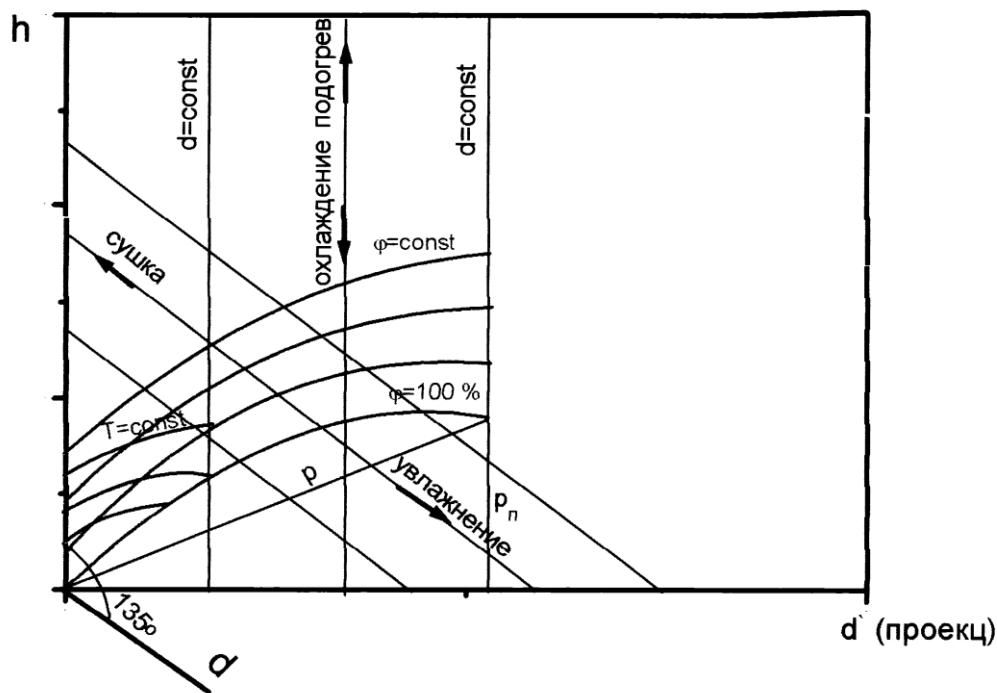


Рисунок 4.8 –  $h, d$ -диаграмма влажного воздуха

В представленной на Рисунке 4.8 диаграмме наклонная ось не показана, вместо нее из начала координат проведена горизонтальная прямая, на которой даны значения влагосодержания. Таким образом, линии  $d = \text{const}$  – это вертикальные прямые, а линии  $h = \text{const}$  – наклонные прямые. Так как энталпия является линейной функцией температуры  $t$  и влагосодержания  $d$ , то изотермы изображаются на диаграмме прямыми линиями. Кроме того, на диаграмме нанесены кривые  $\varphi = \text{const}$ . Кривая  $\varphi = 100\%$  – кривая насыщения; она является своего рода пограничной кривой, разделяющей область ненасыщенных состояний (вверху) и область тумана (внизу), в котором часть влаги находится в виде пара, а часть – в жидком или твердом виде (снег, ледяной туман).

Любая точка в  $h, d$ -диаграмме обозначает вполне определенное физическое состояние воздуха, а изменение этого состояния изображается линией процесса. Так, например, в процессе нагрева

воздуха в калорифере (воздухонагревателе) влагосодержание воздуха не изменяется ( $d = \text{const}$ ), поэтому он изображается в  $h, d$ -диаграмме вертикальной прямой.

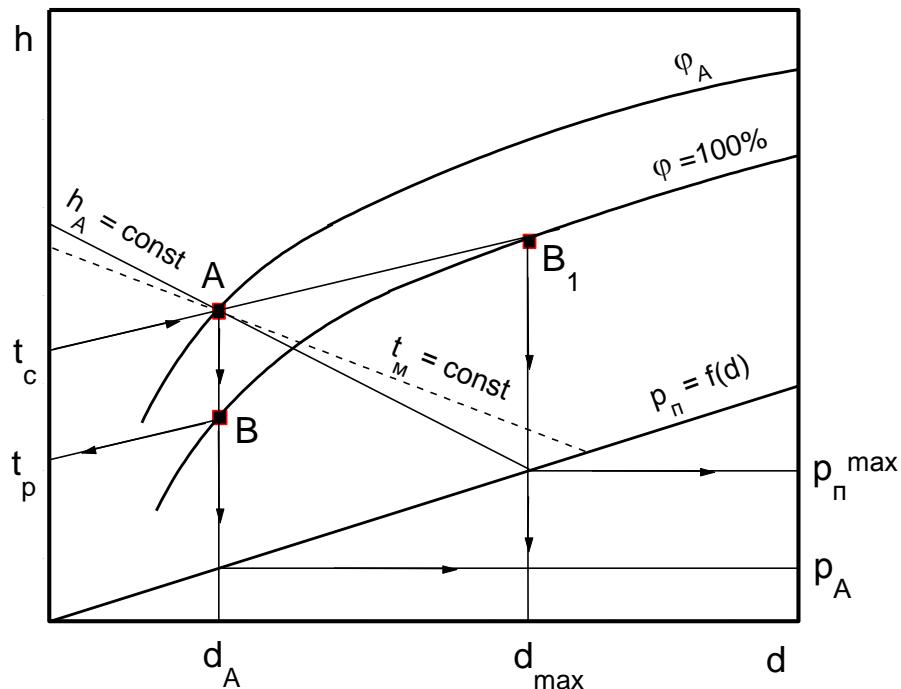


Рисунок 4.9 – Определение основных параметров влажного воздуха

$t_c$  – изотерма, соответствующая показанию сухого термометра (температура исследуемого воздуха);  $t_m$  – изотерма, соответствующая показанию смоченного термометра;  $A$  – точка, соответствующая состоянию исследуемого воздуха;  $\varphi_A$  – относительная влажность воздуха;  $h_A$  – энталпия воздуха;  $p_n$  – парциальное давление пара;  $d_A$  – влагосодержание воздуха;  $t_p$  – температура точки росы;  $d_{\max}$  – максимальное значение влагосодержания;  $p_n^{\max}$  – максимальное значение парциального давления водяных паров.

Для нахождения на  $hd$ -диаграмме точки, соответствующей состоянию исследуемого воздуха, следует найти изотермы, соответствующие показаниям сухого и смоченного термометров (на Рисунке 4.9 –  $t_c$  и  $t_m$ ). Точка пересечения этих изотерм и является искомой точкой (точка  $A$ ), а линия  $\varphi = \text{const}$ , на которой лежит эта точка, показывает значение относительной влажности.

Для определения температуры точки росы  $t_p$  проведем из точки **A** линию, параллельную оси ординат до пересечения с линией  $\varphi = 100\%$  (точка **B** на Рисунке 4.9). Изотерма, проходящая через точку **B**, дает значение температуры точки росы  $t_p$ .

## Глава 5 Особенности термодинамики открытых систем

### 5.1 Уравнение первого закона термодинамики для потока

Под **открытыми** понимаются термодинамические системы, которые кроме обмена теплотой и работой с окружающей средой допускают также и обмен массой. В технике широко используются процессы преобразования энергии в потоке, когда рабочее тело перемещается из области с одними параметрами  $(p_1, v_1)$  в область с другими параметрами  $(p_2, v_2)$ . Это, например, расширение пара в турбинах, сжатие газов в компрессорах.

Будем рассматривать лишь **одномерные стационарные потоки**, в которых параметры зависят только от одной координаты, совпадающей с направлением вектора скорости, и не зависят от времени. Условие неразрывности течения в таких потоках заключается в одинаковости массового расхода  $m$  рабочего тела в любом сечении:

$$m = Fc/v = \text{const}, \quad (5.1)$$

где  $F$  – площадь поперечного сечения канала;

$c$  – скорость рабочего тела.

Рассмотрим термодинамическую систему, представленную схематически на Рисунке 5.1.

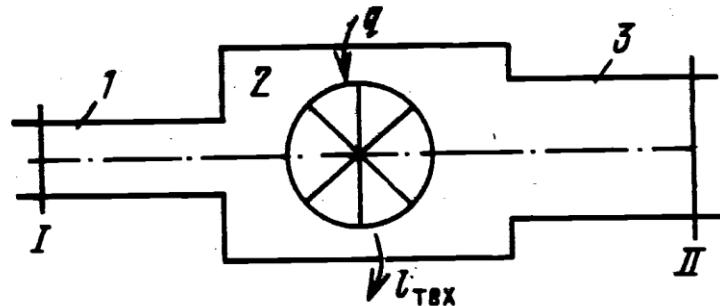


Рисунок 5.1 – Открытая термодинамическая система

По трубопроводу 1 рабочее тело с параметрами  $T_1$ ,  $p_1$ ,  $v_1$  подается со скоростью  $c_1$  в тепломеханический агрегат 2 (двигатель, турбина, парогенератор, компрессор и т. д.). Здесь каждый килограмм рабочего тела получает от внешнего источника теплоту  $q$  и совершает техническую работу  $I_{\text{тех}}$ , например, приводя в движение ротор турбины, а затем удаляется через выхлопной патрубок 3 со скоростью  $c_2$ , имея параметры  $T_2$ ,  $p_2$ ,  $v_2$ .

Если в потоке мысленно выделить замкнутый объем рабочего тела и наблюдать за изменением его параметров в процессе перемещения, то для описания его поведения будут пригодны все полученные выше термодинамические соотношения и, в частности, первый закон термодинамики в обычной записи:

$$q = \Delta u + I, \quad (5.2)$$

где  $q$  – теплота, сообщенная каждому килограмму рабочего тела во время прохождения его через агрегат;

$\Delta u = u_2 - u_1$  – изменение внутренней энергии;

$I$  – работа расширения.

Выражение первого закона термодинамики для потока имеет вид:

$$q_{\text{внеш}} = h_2 - h_1 + I_{\text{тех}} + (c_2^2 - c_1^2)/2, \quad (5.3)$$

где  $q_{\text{внеш}}$  – теплота, сообщенная каждому килограмму рабочего тела снаружи;

$(h_2 - h_1)$  – разность энталпий;

$I_{\text{тех}}$  – техническая работа рабочего тела;

$(c_2^2/2 - c_1^2/2)$  – работа, затраченная на увеличение кинетической энергии рабочего тела.

**Теплота, подведенная к потоку рабочего тела извне, расходуется на увеличение энталпии рабочего тела, производство технической работы и увеличение кинетической энергии потока.**

В дифференциальной форме уравнение (5.3) записывается в следующем виде

$$\delta q_{\text{внеш}} = dh + \delta I_{\text{тех}} + d(c^2/2). \quad (5.4)$$

Выражение (5.4) справедливо как для равновесных процессов, так и для течений, сопровождающихся трением.

## 5.2 Термодинамический анализ процессов в компрессоре

### 5.2.1 Процессы сжатия в идеальном компрессоре

**Компрессором называется устройство, предназначенное для сжатия и перемещения газов.**

Принцип действия поршневого компрессора поясним с помощью Рисунка 5.2.

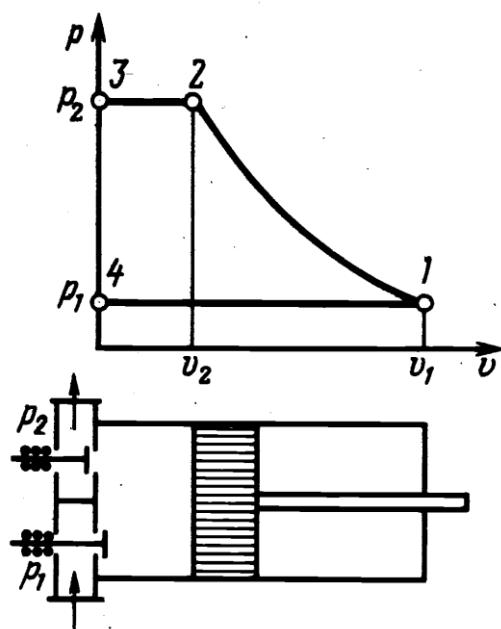


Рисунок 5.2 – Индикаторная диаграмма идеального поршневого компрессора

При движении поршня слева направо давление в цилиндре становится меньше давления  $p_1$ , открывается всасывающий клапан. Цилиндр заполняется газом. Всасывание изображается на **индикаторной диаграмме** линией **4-1**. При обратном движении поршня всасывающий клапан закрывается, и газ сжимается по линии **1-2**. Давление в цилиндре увеличивается до тех пор, пока не станет больше давления  $p_2$ . Нагнетательный клапан открывается, и газ выталкивается поршнем в сеть (линия **2-3**). Затем нагнетательный клапан закрывается, и все процессы повторяются.

Индикаторную диаграмму не следует смешивать с  $p, v$ -диаграммой, которая строится для постоянного количества вещества. В индикаторной диаграмме линии всасывания 4-1 и нагнетания 2-3 не изображают термодинамические процессы, так как состояние рабочего тела в них остается постоянным – меняется только его количество.

На сжатие и перемещение 1 кг газа затрачивается работа ( $-I_{tex}$ ), которую производит двигатель, вращающий вал компрессора. Обозначим ее через  $I_k$  ( $I_k \equiv -I_{tex}$ ). Из (Рисунка 5.2) следует, что

$$I_k = \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (5.5)$$

На индикаторной диаграмме  $I_k$  изображается площадью 4-3-2-1.

Техническая работа, затрачиваемая в компрессоре, зависит от характера процесса сжатия.

На Рисунке 5.3 изображены изотермический ( $n = 1$ ), адиабатный ( $n = k$ ) и политропный процессы сжатия.

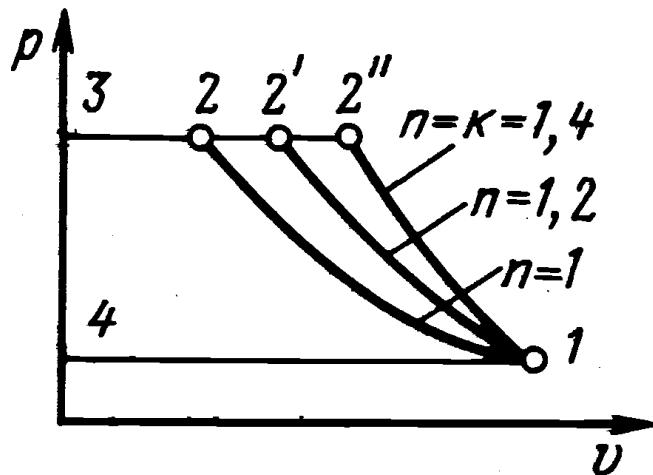


Рисунок 5.3 – Сравнение работы адиабатного, изотермического и политропного сжатия

Сжатие по изотерме дает наименьшую площадь, то есть происходит с наименьшей затратой работы, следовательно, применение изотермического сжатия в компрессоре является энергетически наиболее выгодным.

Чтобы приблизить процесс сжатия к изотермическому, необходимо отводить от сжимаемого в компрессоре газа теплоту. Это

достигается путем охлаждения наружной поверхности цилиндра водой, подаваемой в рубашку, образуемую полыми стенками цилиндра. Однако практически сжатие газа осуществляется по политропе с показателем  $n = 1,18 \div 1,2$ , поскольку достичь значения  $n = 1$  не удается.

Если обозначить расход газа в компрессоре через  $m$ ,  $\text{кг/с}$ , то теоретическая мощность привода компрессора определяется из уравнения

$$N_0 = m \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right]. \quad (5.6)$$

### 5.2.2 Многоступенчатое сжатие

Для получения газа высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры (Рисунок 5.4), в которых процесс сжатия осуществляется в нескольких последовательно соединенных цилиндрах с промежуточным охлаждением газа после каждого сжатия.

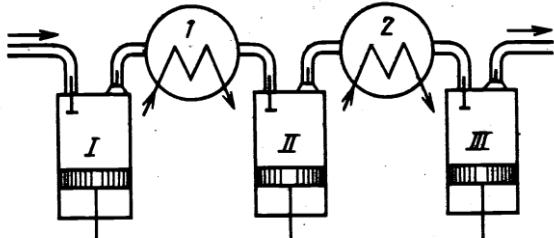


Рисунок 5.4 – Схема многоступенчатого сжатия компрессора:  
I – III – ступени сжатия; 1, 2 – промежуточные холодильники  
Индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора изображена на Рисунке 5.5.

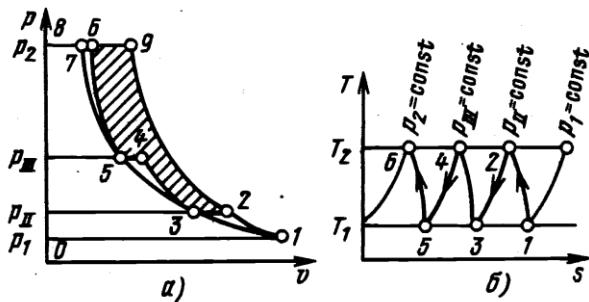


Рисунок 5.5 – Индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора (а) и изображение процесса сжатия в  $T, s$ -диаграмме (б)

В первой ступени компрессора газ сжимается по политропе до давления  $p_1$ , затем он поступает в промежуточный холодильник 1, где охлаждается до начальной температуры  $T_1$ . Сопротивление холодильника по воздушному тракту с целью экономии энергии, расходуемой на сжатие, делаю небольшим. Это позволяет считать процесс охлаждения газа изобарным. После холодильника газ поступает во вторую ступень и сжимается по политропе до  $p_2$ , затем охлаждается до температуры  $T_1$  в холодильнике 2 и поступает в цилиндр третьей ступени, где сжимается до давления  $p_2$ .

Если бы процесс сжатия осуществлялся по изотерме 1-3-5-7, то работа сжатия была бы минимальна. При сжатии в одноступенчатом компрессоре по линии 1-9 величина работы определялась бы площадью 0-1-9-8. Работа трехступенчатого компрессора определяется площадью 0-1-2-3-4-5-6-8. Заштрихованная площадь показывает уменьшение затрат работы от применения трехступенчатого сжатия.

Чем больше число ступеней сжатия и промежуточных охладителей, тем ближе процесс к наиболее экономичному – изотермическому, но тем сложнее и дороже конструкция компрессора. Поэтому вопрос о выборе числа ступеней, обеспечивающих требуемую величину  $p_2$ , решается на основании технических и технико-экономических соображений.

Процессы сжатия в реальном компрессоре характеризуются наличием внутренних потерь на трение.

Эффективность работы реального компрессора определяется **относительным внутренним КПД**, представляющим собой отношение работы, затраченной на привод идеального компрессора, к действительной.

Для характеристики компрессоров, работающих без охлаждения, применяют адиабатный КПД

$$\eta_{\text{ад}} = I_{\text{ад}} / I_{\text{кд}}, \quad (5.7)$$

где  $I_{\text{ад}}$  – работа при равновесном адиабатном сжатии;

$I_{\text{кд}}$  – работа, затраченная в реальном компрессоре при сжатии 1 кг газа.

Для характеристики охлаждаемых компрессоров используют изотермический КПД

$$\eta_{\text{из}} = I_{\text{из}} / I_{\text{кд}}, \quad (5.8)$$

где  $I_{\text{из}}$  – работа равновесного сжатия в изотермическом процессе.

### 5.2.3 Действительные рабочие процессы в поршневом компрессоре

Отличие действительных процессов в поршневом компрессоре от теоретических заключается в следующем:

- из-за гидросопротивлений всасывания газа в цилиндр давление меньше, чем на входе в компрессор;

- в реальном компрессоре поршень не доходит до крышки цилиндра, и между ними остается пространство с объемом  $V_{вр}$ . Это пространство называется вредным. В процессе всасывания часть рабочего объема  $V_h$  заполняется расширяющимся газом вредного пространства, и всасывание новой порции газа начинается только тогда, когда давление в цилиндре уменьшается до давления всасывания:  $V_{вс} = V_h - V_o$ .

Следовательно, вредное пространство уменьшает количество газа, поступающего в цилиндр при всасывании, и значит, уменьшается производительность компрессора  $\eta_{об} = V/V_h$  - объемный КПД.

## Глава 6 Циклы теплосиловых установок

### 6.1 Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

Важнейшими задачами термодинамики являются:

- задача превращения теплоты в работу;
- создание таких циклов, КПД которых был бы близок к КПД цикла Карно.

В конце 80-ых годов XIX века был создан двигатель, в котором газы, получаемые при сгорании топлива, непосредственно воздействовали на поршень тепловой машины. Такие машины получили название **двигатели внутреннего сгорания**.

**Двигателями внутреннего сгорания (ДВС)** называются тепловые двигатели поршневого типа, в которых сгорание топлива (подвод теплоты) и превращение теплоты продуктов сгорания в работу происходит непосредственно внутри рабочего цилиндра.

Теоретические циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания подразделяют на три группы:

- с подводом теплоты при постоянном объеме (цикл Отто);
- с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля);
- со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера).

### 6.1.1 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме $v = \text{const}$ (цикл Отто)

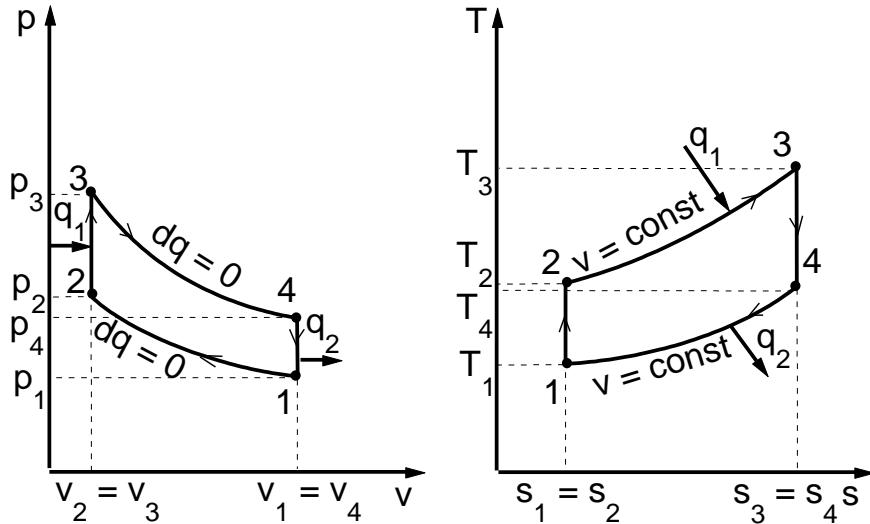


Рисунок 6.1 – Схема цикла ДВС с изохорным подводом теплоты в  $p, v$  – и  $T, s$  – координатах

Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме представлен на Рисунке 6.1 и состоит из двух адиабат и двух изохор. Рассмотрим процессы, образующие цикл Отто:

- 1-2 – адиабатное сжатие рабочего тела;
- 2-3 – изохорное нагревание рабочего тела и подвод теплоты  $q_1$ ;
- 3-4 – адиабатное расширение рабочего тела;
- 4-1 – изохорное охлаждение рабочего тела и отвод теплоты  $q_2$ .

Характеристиками цикла Отто с изохорным подводом теплоты являются следующие безразмерные величины:

- степень сжатия, представляющая собой отношение начального удельного объема рабочего тела  $v_1$  к его удельному объему в конце сжатия  $v_2$ :

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad (6.1)$$

- степень повышения давления, представляющая собой отношение давлений в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты:

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2}. \quad (6.2)$$

Будем считать, что изохорная теплоемкость  $c_v = \text{const}$  и не зависит от температуры.

Выражение, определяющее термический КПД цикла Отто, имеет вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (6.3)$$

где

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2); \quad (6.4)$$

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1). \quad (6.5)$$

Таким образом, термический КПД цикла Отто зависит от степени сжатия  $\varepsilon$  и показателя адиабаты  $k$ , причем КПД увеличивается с ростом этих величин. Установлено, что термический КПД цикла Отто не зависит от степени повышения давления  $\lambda$ .

### 6.1.2 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении $p = \text{const}$ (цикл Дизеля)

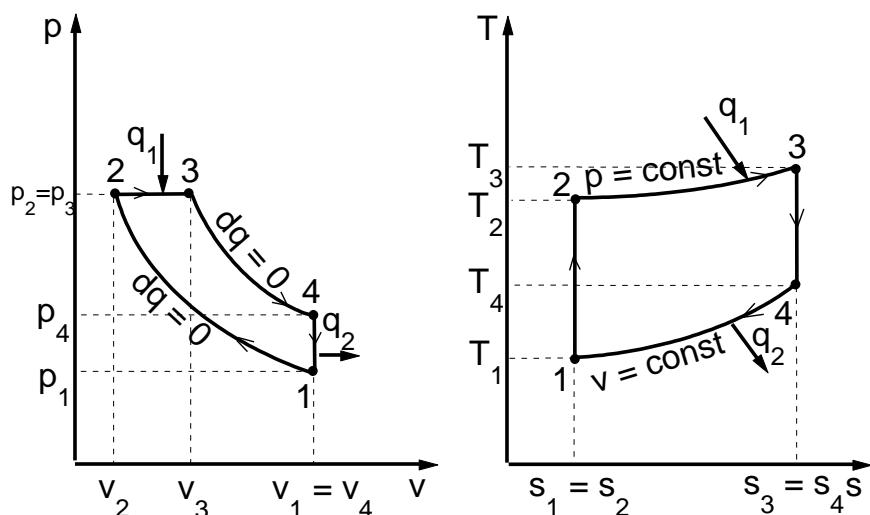


Рисунок 6.2 – Схема цикла ДВС с изобарным подводом теплоты в  $p, v$  – и  $T, s$  – координатах

Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении представлен на Рисунке 6.2 и состоит из двух адиабат, изобары и изохоры. Рассмотрим процессы, образующие цикл Дизеля:

- 1-2 – адиабатное сжатие рабочего тела;
- 2-3 – изобарное расширение рабочего тела и подвод теплоты  $q_1$ ;
- 3-4 – адиабатное расширение рабочего тела;
- 4-1 – изохорное охлаждение рабочего тела и отвод теплоты  $q_2$ .

Основными характеристиками данного цикла теплового двигателя являются следующие безразмерные величины:

- степень сжатия, представляющая собой отношение начального удельного объема рабочего тела  $v_1$  к его удельному объему в конце сжатия  $v_2$ :

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad (6.6)$$

- степень предварительного расширения, характеризующая отношение объемов в конце и в начале изобарного процесса подвода теплоты:

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}. \quad (6.7)$$

Будем считать, что изобарная теплоемкость  $c_p = \text{const}$  и не зависит от температуры.

Выражение, определяющее термический КПД цикла Дизеля, имеет вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{k(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{(\rho^k - 1)}{k(\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (6.8)$$

где

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2); \quad (6.9)$$

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1); \quad (6.10)$$

$$k = \frac{c_p}{c_v}. \quad (6.11)$$

Таким образом, термический КПД цикла Дизеля зависит от показателя адиабаты  $k$ , степени сжатия  $\varepsilon$  и степени предварительного расширения  $\rho$ , причем КПД увеличивается с ростом этих величин.

### 6.1.3 Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$ (цикл Тринклера)

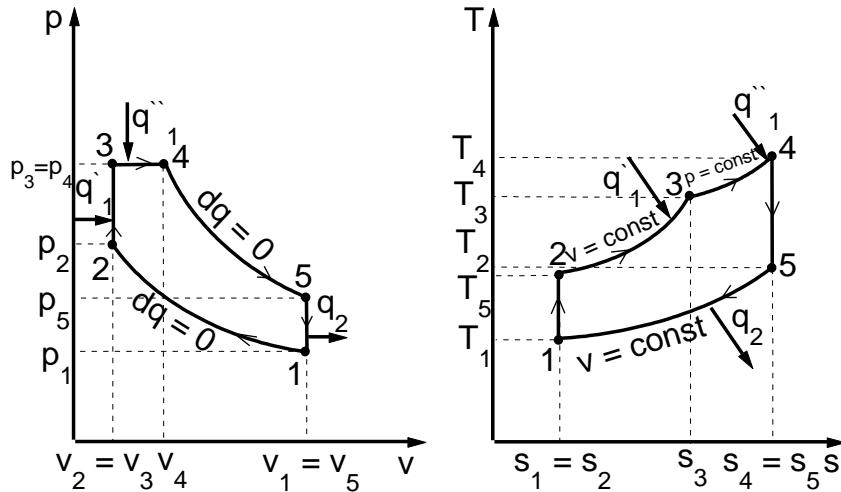


Рисунок 6.3 – Схема цикла ДВС со смешанным подводом теплоты в  $p$ ,  $v$  – и  $T$ ,  $s$  – координатах

Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты представлен на Рисунке 6.3 и состоит из двух адиабат, изобары и двух изохор. Рассмотрим процессы, образующие цикл Тринклера:

1-2 – адиабатное сжатие рабочего тела;

2-3 – изохорное нагревание рабочего тела и подвод теплоты  $q_1$ ;

3-4 – изобарное расширение рабочего тела и подвод теплоты  $q_1$ ;

4-5 – адиабатное расширение рабочего тела;

5-1 – изохорное охлаждение рабочего тела и отвод теплоты  $q_2$ .

Основными характеристиками данного цикла теплового двигателя являются следующие безразмерные величины:

- степень сжатия, представляющая собой отношение начального удельного объема рабочего тела  $v_1$  к его удельному объему в конце сжатия  $v_2$ :

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad (6.12)$$

- степень предварительного расширения, характеризующая отношение объемов в конце и в начале изобарного процесса подвода теплоты:

$$\rho = \frac{v_4}{v_3}; \quad (6.13)$$

- степень повышения давления, характеризующая отношение давлений в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты:

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2}. \quad (6.14)$$

Выражение, определяющее термический КПД цикла Тринклера, имеет вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{(T_5 - T_1)}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)} = 1 - \frac{(\lambda \rho^k - 1)}{((\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1))} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (6.15)$$

где

$$q_1 = \dot{q}_1 + \ddot{q}_1 = c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3); \quad (6.16)$$

$$q_2 = c_v(T_5 - T_1); \quad (6.17)$$

$$k = \frac{c_p}{c_v}. \quad (6.18)$$

Рассмотрим два частных случая:

1) Если  $\rho = 1$ , то:

$$\eta_t = 1 - \frac{(\lambda \cdot 1^k - 1)}{((\lambda - 1) + k \lambda (1 - 1))} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{(\lambda - 1)}{(\lambda - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (6.19)$$

2) Если  $\lambda = 1$ , то:

$$\eta_t = 1 - \frac{(1 \cdot \rho^k - 1)}{((1 - 1) + k \cdot 1 \cdot (\rho - 1))} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{(\rho^k - 1)}{k(\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (6.20)$$

Проанализировав соотношения (6.19) и (6.20) можно прийти к выводу о том, что циклы Отто и Дизеля являются частными случаями цикла Тринклера.

Таким образом, термический КПД цикла Тринклера зависит от показателя адиабаты  $k$ , степени сжатия  $\epsilon$ , степени предварительного расширения  $\rho$  и степени повышения давления  $\lambda$ . Причем термический КПД цикла Тринклера возрастает с увеличением степени сжатия  $\epsilon$  и степени повышения давления  $\lambda$ , и уменьшается с увеличением степени предварительного расширения  $\rho$ .

#### 6.1.4 Сравнение циклов ДВС

Степень совершенства любого цикла определяется значением термического КПД. Сравнение циклов производится на  $T, s$  – диаграмме при следующих условиях:

- 1) Степени сжатия  $\epsilon$  – различны;
- 2) Количество отведенной теплоты  $q_2$  – одинаково;
- 2) Максимальные давления и температуры – одинаковы.

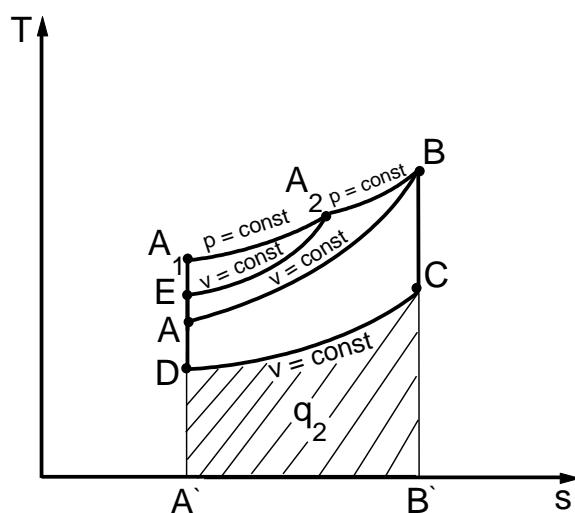


Рисунок 6.4 – Сравнение циклов с подводом теплоты при  $p = \text{const}$   $(D - A_1 - B - C - D)$ ; со смешанным подводом  $(D - E - A_2 - B - C - D)$ ; с подводом при  $v = \text{const}$   $(D - A - B - C - D)$  в  $T, s$  – координатах

На Рисунке 6.4 изображены циклы с подводом теплоты по изобаре  $D-A_1-B-C-D$ , со смешанным подводом теплоты  $D-E-A_2-B-C-D$  и с подводом теплоты по изохоре  $D-A-B-C-D$ . Для всех трех циклов одинаково максимальное давление  $p_{\max}$  и температура  $T_{\max}$ . Для всех трех циклов отведенное количество теплоты одинаково и равно  $q_2 = \text{пл. } CDA_1B$ .

Работа циклов различна; работы циклов соответственно равны:

- с подводом теплоты по изобаре  $I_p = \text{пл. } DA_1BCD$ ;
- со смешанным подводом теплоты  $I_{vp} = \text{пл. } DEA_2BCD$ ;
- с подводом теплоты по изохоре  $I_v = \text{пл. } DABCD$ .

Из Рисунка 6.4 следует, что  $I_p > I_{vp} > I_v$ , поэтому самый высокий термический КПД будет у цикла с подводом теплоты по изобаре, самый низкий – у цикла с подводом теплоты по изохоре, КПД цикла со смешанным подводом теплоты занимает промежуточное место.

## 6.2 Цикл Стирлинга

Цикл Стирлинга – это термодинамический цикл с внешним подводом теплоты, описывающий рабочий процесс тепловой машины Стирлинга, запатентованной в 1816 г. шотландским изобретателем Робертом Стирлингом.

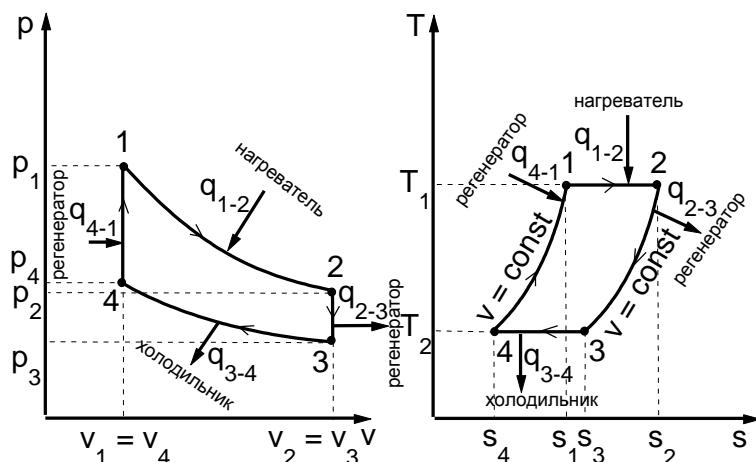


Рисунок 6.5 -  $pv$ - и  $Ts$ - диаграммы идеального цикла Стирлинга с регенератором

В цикле Стирлинга помимо рабочего тела, нагревателя и холодильника имеется еще и регенератор – устройство, отводящее тепло от рабочего тела на некоторых этапах цикла, и отдающее это тепло рабочему телу на других этапах.

Идеальный цикл Стирлинга представлен на Рисунке 6.5 и состоит из двух изотерм и двух изохор. Рассмотрим процессы, образующие данный цикл:

1-2 – изотермическое расширение рабочего тела с подводом тепла  $q_{1-2} = RT_1 \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$  от нагревателя;

2-3 – изохорное охлаждение рабочего тела и отвод тепла  $q_{2-3} = c_v(T_1 - T_2)$  от рабочего тела к регенератору;

3-4 – изотермическое сжатие рабочего тела с отводом тепла  $q_{3-4} = RT_2 \ln\left(\frac{v_3}{v_4}\right) = RT_2 \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$  к холодильнику;

4-1 – изохорное нагревание рабочего тела с подводом тепла  $q_{4-1} = c_v(T_1 - T_2)$  от регенератора к рабочему телу.

Стирлинг ввел в цикл тепловой машины регенерацию тепла и тем самым предложил другой способ связывания двух изотерм. В этом цикле нагревание и охлаждение рабочего тела производятся в изохорных процессах. При этом охлаждающийся поток рабочего тела отдает тепло через регенератор нагревающемуся потоку.

Цикл Стирлинга предназначен только для работы с газообразным рабочим телом. Чтобы размеры машин при заданной мощности были приемлемыми, а внешний и внутренний теплообмен рабочего тела в этих условиях проходил достаточно эффективно, давление в машине должно быть существенно выше атмосферного. По тем же причинам рабочее тело должно иметь малую вязкость, возможно большую теплопроводность и, наконец, теплоемкость, мало зависящую от давления.

Регенерация тепла, используемая в данном цикле, позволяет работать в большом интервале температур нагревателя  $T_1$  и холодильника  $T_2$  при относительно малых отношениях давлений сжатия и расширения.

Выражение, определяющее термический КПД цикла Стирлинга, имеет вид:

$$\eta_t = \frac{q_{1-2} - q_{3-4}}{q_{1-2}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (6.21)$$

Первая модель двигателя Стирлинга была разработана в 1818 г (Рисунок 6.6).

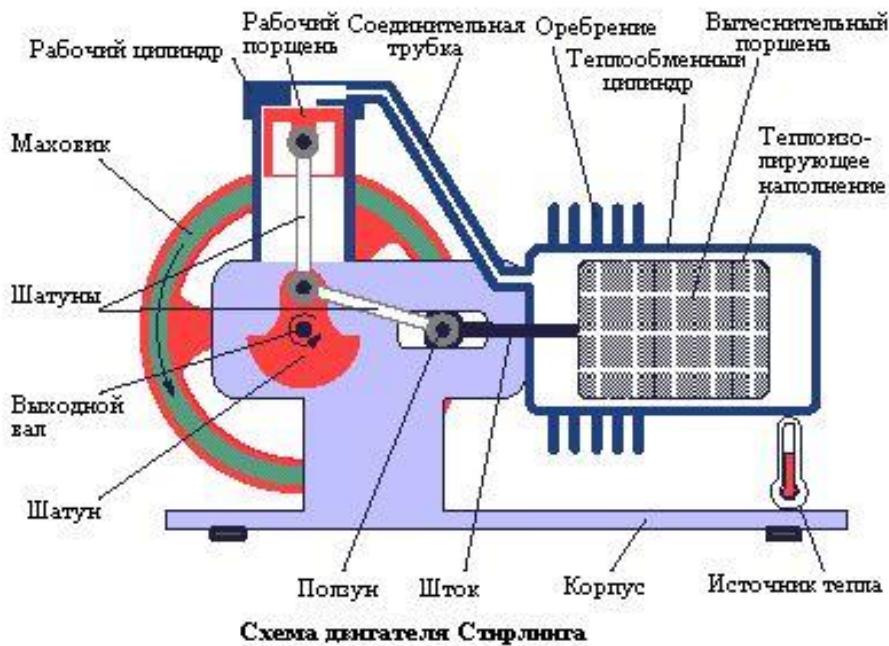


Рисунок 6.6 – Схема двигателя Стирлинга

Ключевым принципом двигателя Стирлинга является то, что **неизменное количество газа закрыто внутри двигателя**. Цикл Стирлинга включает в себя последовательность событий, изменяющих давление газа внутри двигателя и приводящих его в работу.

Принцип действия такого двигателя основан на том, что сжатие определенного количества газа происходит при низкой температуре, а расширение – при высокой.

Тепло к газу подводится извне, через стенку цилиндра, поэтому такая тепловая машина получила название "двигатель внешнего сгорания".

В этом двигателе один цилиндр нагревается, например пламенем, а другой охлаждается воздухом, для чего на нем есть ребра, увеличивающие площадь охлаждаемой поверхности и ускоряющие процесс охлаждения. Шатуны от каждого из поршней идут к

небольшому диску, размещенному на одной оси с маховиком. Это позволяет поршням двигаться в ходе тех частей цикла, когда не производится работа. Огонь постоянно нагревает нижний цилиндр.

На Рисунке 6.6 имеются два поршня. **Рабочий поршень** – это меньший из поршней расположенный в левой верхней части двигателя. Этот поршень плотно прилегает к стенкам цилиндра и движется, когда газ внутри расширяется, под его давлением. **Вытеснитель** - больший из поршней, расположен на рисунке справа. Он свободно ходит в цилиндре, так что газ может легко переходить между охлаждаемой и нагреваемой частями цилиндра, когда поршень движется вверх и вниз. **Вытеснитель** движется вверх и вниз и таким образом управляет процессом нагрева или охлаждения газа. Когда **вытеснитель** вблизи верхней части большего цилиндра, основная часть газа нагревается источником тепла и расширяется, оказывая давление на малый поршень, который совершает работу, двигаясь вверх. Когда **вытеснитель** вблизи нижней части большего цилиндра, основная часть газа охлаждается и давление падает, а рабочему поршню становится легче двигаться вниз и сжимать газ.

**Регенератор**, предназначенный для предотвращения потерь тепла, располагается между нагревателем и холодильником. Он представляет собой полость, заполненную пористым материалом, которому горячий газ до поступления в холодильник отдает часть тепла; когда же газ течет обратно, регенератор возвращает ему запасенное тепло до того, как газ поступает в нагреватель.

Двигатель повторяет циклы нагревания и охлаждения газа, выделяя энергию из расширения и сжатия газа. Движения **рабочего поршня** и **вытеснителя** в двигателе непрерывны, что обеспечивается посредством кривошипно-шатунного механизма.

Двигатель Стирлинга существенно отличается от циклов двигателей внутреннего сгорания.

Во-первых, используемые внутри двигателя газы никогда не покидают цилиндров двигателя. В нем нет выпускных клапанов, которые удаляли бы из цилиндра находящиеся под давлением газы, а также отсутствует сгорание смеси. Благодаря этому тепловые машины такого типа работают очень тихо.

Во-вторых, цикл Стирлинга использует внешний источник тепла (бензин, солнечная энергия). Внутри цилиндров горения топлива нет.

### 6.3 Циклы паротурбинных установок

Современная стационарная теплоэнергетика базируется в основном на паровых теплосиловых установках. Продукты сгорания топлива в этих установках являются лишь промежуточным теплоносителем (в отличие от ДВС и ГТУ), а рабочим телом служит чаще всего водяной пар.

#### 6.3.1 Циклы Карно и Ренкина насыщенного пара. Регенерация теплоты

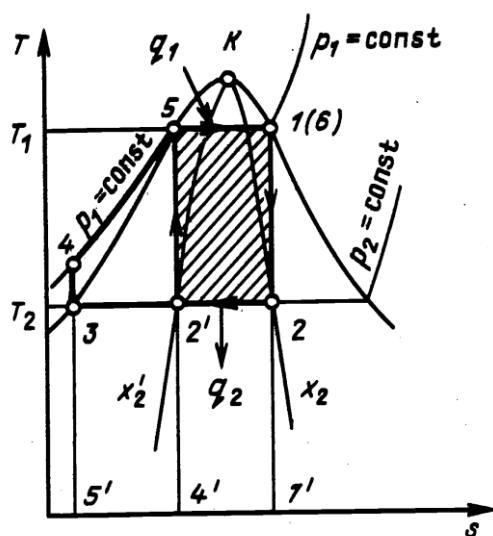


Рисунок 6.7 – Циклы Карно и Ренкина насыщенного водяного пара в  $T, s$ -диаграмме

Цикл Карно насыщенного пара можно было бы осуществить следующим образом (Рисунок 6.7). Теплота от горячего источника подводится при постоянной температуре  $T_1$  по линии 5-1, в результате чего вода с параметрами точки 5 превращается в сухой насыщенный пар с параметрами точки 1. Пар адиабатно расширяется в турбине до температуры  $T_2$ , совершая техническую работу  $l_{\text{тех}}$  и превращаясь во влажный пар с параметрами точки 2. Этот пар поступает в конденсатор, где отдает тепло холодному источнику (циркулирующей по трубкам охлаждающей воде), в результате чего его степень сухости уменьшается от  $x_2$  до  $x_2'$ . Изотермы в области влажного пара являются одновременно и изобарами, поэтому процессы 5-1 и 2-2' протекают при постоянных давлениях  $p_1$  и  $p_2$ . Влажный пар с параметрами точки

2 сжимается в компрессоре по линии 2-5, превращаясь в воду с температурой кипения. На практике этот цикл не осуществляется, и главная причина этого заключается в том, что действительная работа, затрачиваемая на привод компрессора (вследствие потерь, связанных с необратимостью протекающих в нем процессов), сравнима с полезной работой турбины.

Значительно удобнее и экономичнее в реальном цикле конденсировать пар до конца по линии 2-3, а затем насосом увеличивать давление воды от  $p_2$  до  $p_1$  по линии 3-4. Поскольку вода несжимаема, точки 3 и 4 почти совпадают, и затрачиваемая на привод насоса мощность оказывается ничтожной, но сравнению с мощностью турбины (несколько процентов), так что практически вся мощность турбины используется в качестве полезной. Такой цикл был предложен в 50-х годах прошлого века шотландским инженером и физиком Ренкиным. Схема теплосиловой установки, в которой осуществляется этот цикл, представлена на Рисунке 6.8.

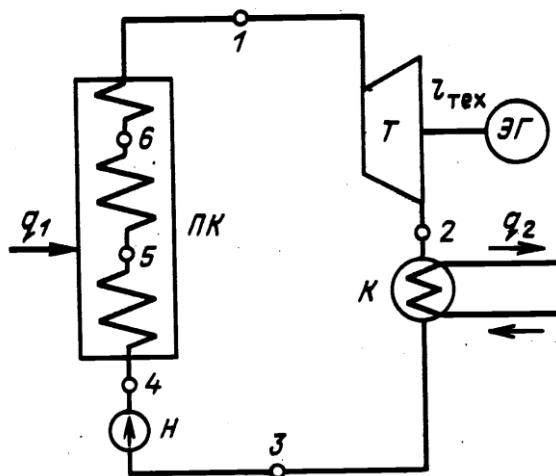


Рисунок 6.8 – Схема паросиловой установки

ПК – паровой котел; Т – паровая турбина; ЭГ – электрогенератор; К – конденсатор; Н – насос

Теплота в этом цикле подводится по линии 4-5-6 (Рисунок 6.7) в паровом котле ПК, пар поступает в турбину Т и расширяется там по линии 1-2 до давления  $p_2$  совершая техническую работу  $l_{tex}$ . Она передается на электрический генератор ЭГ или другую машину, которую вращает турбина. Отработавший в турбине пар поступает в конденсатор К, где конденсируется по линии 2-3 отдавая теплоту конденсации холодному источнику (охлаждающей воде). Конденсат

забирается насосом **H** и подается снова в котел (линия **3-4**).

Термический КПД цикла Ренкина, естественно, меньше, чем  $\eta_t$  цикла Карно при тех же температурах  $T_1$  и  $T_2$ , поскольку средняя температура подвода теплоты уменьшается при неизменной температуре отвода. Однако реальный цикл (с учетом неравновесности сжатия пара в компрессоре в цикле Карно) оказывается экономичнее.

Теоретически термический КПД цикла Ренкина можно сделать равным КПД цикла Карно с помощью **регенерации теплоты**, если осуществить расширение пара не по адиабате **1-2**, как в обычной турбине, а по политропе **1-7** (Рисунок 6.9), эквидистантной линии **4-5** нагрева воды, и всю выделяющуюся при этом теплоту (площадь **1-1'-7'-7**) передать в идеальном (без потерь эксергии) теплообменнике воде (площадь **3'-3-5-5'**).

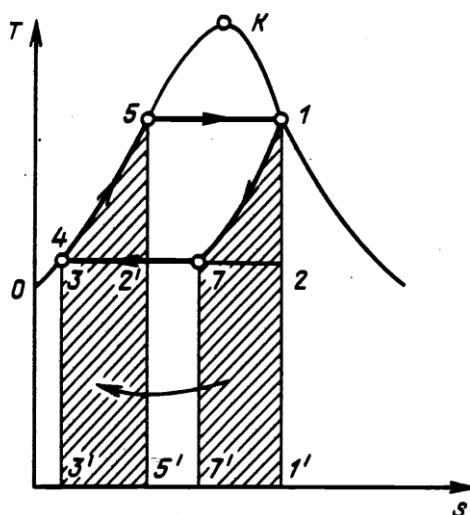


Рисунок 6.9 – Идеальная регенерация теплоты в цикле насыщенного пара

На практике такую идеальную регенерацию осуществить не удается, однако в несколько ином виде регенеративный подогрев воды применяется очень широко и позволяет существенно увеличить КПД реального цикла.

К сожалению, цикл насыщенного водяного пара обладает весьма низким КПД из-за невысоких температур насыщения. Например, при давлении **9,8 МПа** температура насыщения составляет **311 °C**. При температуре холодного источника, равной **25 °C**,

$$\eta_{t\text{Карно}} = 1 - (273 + 25)/(273 + 311) = 0,49.$$

Дальнейшее увеличение температуры  $T_1$ , а значит, и давления  $p_1$  не имеет смысла, ибо, мало увеличивая КПД, оно приводит к утяжелению оборудования из условий прочности, а также к уменьшению количества теплоты  $q_1$ , забираемой каждым килограммом воды в процессе испарения **5-1** (из-за сближения точек **5** и **1** по мере повышения температуры). Это означает, что для получения той же мощности необходимо увеличивать расход воды и пара, то есть габариты оборудования.

При температуре, превышающей критическую (для воды  $t_{kp} = 374,15$  °C, что соответствует давлению 22,1 МПа), цикл на насыщенном паре вообще невозможен. Поэтому цикл насыщенного пара (регенеративный) применяется в основном в атомной энергетике, где перегрев пара выше температуры насыщения связан с определенными трудностями.

Между тем металлы, которыми располагает современное машиностроение, позволяют перегревать пар до **550 - 600** °C. Перегрев пара до этих температур на станциях, работающих на органическом топливе, дает возможность уменьшить потери эксергии при передаче теплоты от продуктов сгорания к рабочему телу и тем самым существенно увеличить эффективность цикла. Кроме того, перегрев пара уменьшает потери на трение при его течении в проточной части турбины. Все без исключения тепловые электрические станции на органическом топливе работают сейчас на перегретом паре, а иногда пар на станции перегревают дважды и даже трижды. Перегрев пара все шире применяется и на атомных электростанциях, особенно в реакторах на быстрых нейтронах.

### 6.3.2 Цикл Ренкина на перегретом паре

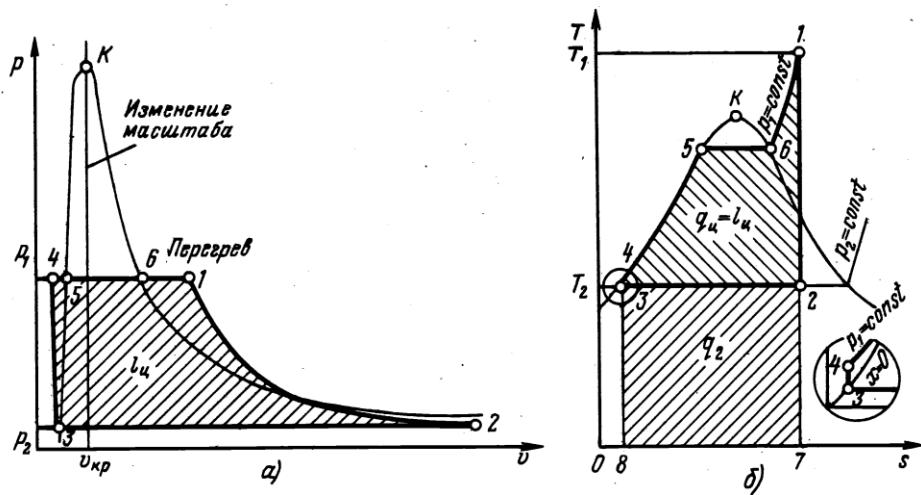


Рисунок 6.10 – Цикл Ренкина на перегретом паре  
а – в  $p, v$ -диаграмме; б – в  $T, s$ -диаграмме

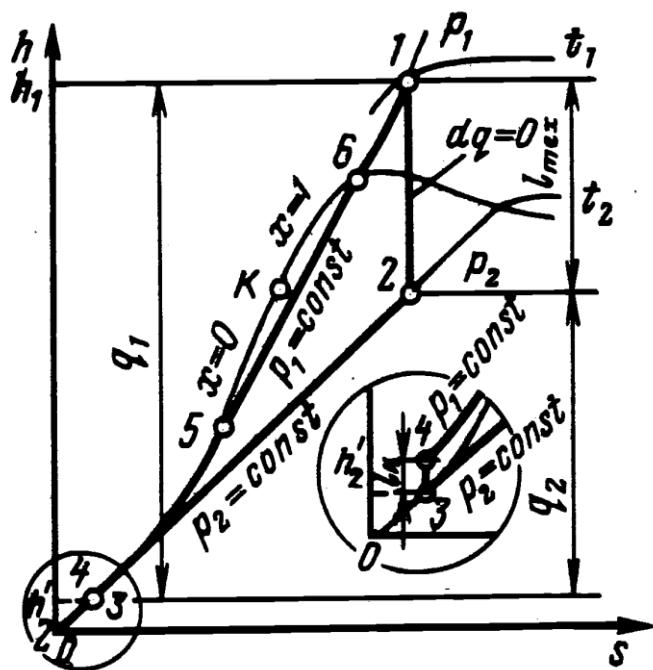


Рисунок 6.11 – Цикл Ренкина в  $h, s$ -диаграмме

Изображения идеального цикла перегретого пара в  $p, v$ - и  $T, s$ -диаграммах приведены на Рисунках 6.10 и 6.11. Этот цикл отличается от цикла Ренкина на насыщенном паре только наличием дополнительного перегрева по линии 6-1. Он осуществляется в пароперегревателе, являющимся элементом парового котла. Пар с

параметрами  $p_1, t_1$  поступает в турбину, где в процессе расширения по линии **1-2** он становится влажным и далее конденсируется в конденсаторе.

Термический КПД цикла определяется, как обычно, по уравнению

$$\eta_t = (q_1 - q_2)/q_1. \quad (6.22)$$

Теплота  $q_1$  подводится при  $p = \text{const}$  в процессах **4-5** (подогрев воды до температуры кипения), **5-6** (парообразование) и **6-1** (перегрев пара). Теплота  $q_1$ , подведенная к 1 кг рабочего тела в изобарном процессе, равна разности энталпий в конечной и начальной точках процесса:

$$q_1 = h_1 - h_4. \quad (6.23)$$

Отвод теплоты в конденсаторе осуществляется также по изобаре **2-3**, следовательно

$$q_2 = h_2 - h_3. \quad (6.24)$$

Термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)}{(h_1 - h_3)}. \quad (6.25)$$

Если не учитывать ничтожного повышения температуры при адиабатном сжатии воды в насосе, то  $h_3 = h_4$  и

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2)}{(h_1 - h_3)} = \frac{(h_1 - h_2)}{(h_1 - h'_2)}, \quad (6.26)$$

где  $h'_2 = h_3$  - энталпия кипящей воды при давлении  $p_2$ .

Из формулы (6.26) видно, что КПД идеального цикла Ренкина определяется значениями энталпий пара до турбины  $h_1$  и после нее  $h_2$  и энталпии воды  $h'_2$ , находящейся при температуре кипения  $t_2$ . В свою очередь эти значения определяются тремя параметрами цикла: давлением  $p_1$  и температурой  $t_1$  пара перед турбиной и давлением  $p_2$  за турбиной, то есть в конденсаторе.

## Список литературы

- 1 Болгарский, А.В. Термодинамика и теплопередача. Учебн. для вузов. / А.В. Болгарский. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: «Высш. школа», 1975. – 495 с. с ил.
- 2 Кузовлев, В.А. Техническая термодинамика и основы теплопередачи / В.А. Кузовлев. – М.: «Высш. школа», 1983. – 335 с.
- 3 Нащокин, В.В. Техническая термодинамика и теплопередача / В.В. Нащокин. – М.: «Высш. школа», 1980. – 469 с.
- 4 Юдаев, Б.Н. Техническая термодинамика. Теплопередача / Б.Н. Юдаев. – М.: «Высш. школа», 1988. - 479 с.
- 5 Лашутина, Н.Г. Техническая термодинамика с основами теплопередачи и гидравлики / Н.Г. Лашутина. – Л.: Машиностроение, 1988.
- 6 Драганов, Б.Х. Теплотехника и применение теплоты в сельском хозяйстве / Б.Х. Драганов. – М.: Агропромиздат, 1990. - 463 с.
- 7 Баскаков, А.П. Теплотехника / А.П. Баскаков. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1991. - 224 с. с ил.
- 8 Ицкович, А.М. Техническая термодинамика / А.М. Ицкович. – М.: «Колос», 1970. – 240 с.
- 9 Андрианова, Т.Н. Сборник задач по термодинамике / Т.Н. Андрианова и др. – М.: «Энергоиздат», 1981. – 240 с.
- 10 Крутов, В.И. Задачник по технической термодинамике и теории тепломассообмена / Под ред. В.И. Крутова и Г.Б. Пестаржицкого. – М.: «Высш. школа», 1986. – 383 с.
- 11 Болгарский, А.В. Сборник задач по термодинамике и теплопередаче / А.В. Болгарский и др. – М.: «Высш. школа», 1972. – 304 с.
- 12 Арсентьев, Г.В. Энергетические установки / Г.В. Арсентьев. – М.: «Высш. школа», 1991. – 336 с.
- 13 Ривкин, С.Л. Термодинамические свойства воды и водяного пара / С.Л. Ривкин, А.А. Александров. – М.: «Энергоатомиздат», 1984. – 80 с.
- 14 Ривкин, С.Л. Термодинамические свойства газов / С.Л. Ривкин. – М.: «Энергоатомиздат», 1988. – 288 с.
- 15 Енохович, А.С. Краткий справочник по физике / А.С. Енохович. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: «Высш. школа», 1976. - 288 с. с ил.

## **Рекомендуемая литература**

- 1 Драганов, Б.Х. Теплотехника и применение теплоты в сельском хозяйстве / Б.Х. Драганов. – М.: Агропромиздат, 1990. - 463 с.
- 2 Баскаков, А.П. Теплотехника / А.П. Баскаков. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1991. - 224 с. с ил.
- 3 Болгарский, А.В. Термодинамика и теплопередача. Учебн. для вузов. / А.В. Болгарский. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: «Высш. школа», 1975. – 495 с. с ил.
- 4 Нащокин, В.В. Техническая термодинамика и теплопередача / В.В. Нащокин. – М.: «Высш. школа», 1980. – 469 с.
- 5 Юдаев, Б.Н. Техническая термодинамика. Теплопередача / Б.Н. Юдаев. – М.: «Высш. школа», 1988. - 479 с.