

**Федеральное агентство по образованию
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Читинский государственный университет**

А.А. Середкин, С.А. Иванов

Курс лекций – «Теплотехника»

Учебное пособие для студентов по специальностям:
150200 – «Автомобили и автомобильное хозяйство», 170900 – «Подъемно-транспортные, строительные, дорожные машины и оборудование» и 230100 – «Эксплуатация и обслуживание транспортных и технологических машин и оборудования (строительные, дорожные и коммунальные машины)»

Чита 2007

Введение.....	6
Предисловие	7
Глава 1. Техническая термодинамика.....	8
1.1. Предмет технической термодинамики и ее задачи.....	9
1.2. Термодинамическая система.....	11
1.3. Термодинамические параметры состояния.....	15
1.4. Уравнение состояния.....	15
1.5. Уравнение состояния идеальных газов.....	17
1.6. Уравнение состояния реальных газов.....	18
1.7. Термодинамический процесс.....	20
1.8. Внутренняя энергия.....	22
1.9. Работа.....	25
1.10. Теплота.....	26
1.11. Первый закон термодинамики.....	28
1.12. Теплоемкость газов.....	31
1.13. Энтальпия.....	33
1.14. Энтропия.....	35
1.15. Второй закон термодинамики.....	39
1.16. Прямой цикл Карно.....	41
1.17. Обратный цикл Карно.....	44
1.18. Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах.....	48
1.19. Основные понятия и определения водяного пара.....	50
1.20. p, v -диаграмма водяного пара.....	53
1.21. Определение параметров воды и пара.....	54
1.22. T, s -диаграмма водяного пара.....	55
1.23. h, s -диаграмма водяного пара.....	57
1.24. Изохорный процесс водяного пара.....	57
1.25. Изобарный процесс водяного пара.....	58
1.26. Изотермический процесс водяного пара.....	59
1.27. Адиабатный процесс водяного пара.....	60
1.28. Циклы Карно и Ренкина на насыщенном паре.....	62
1.29. Цикл Ренкина на перегретом паре.....	64
1.30. Теплофикация.....	69
1.31. Цикл газотурбинных установок (ГТУ).....	71
1.32. Парогазовый цикл.....	74
1.33. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания.....	77
1.34. Т.....	82

Предисловие

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов очной и заочной форм обучения специальностей «Эксплуатация и обслуживание транспортных и технологических машин и оборудования», «Подъемно-транспортные, строительные, дорожные машины и оборудование», «Автомобили и автомобильное хозяйство», «Технология деревообработки» по дисциплине «Теплотехника». Студентам данной специальности читается краткий курс по основным направлениям технической термодинамики, теплопередачи и энергоустановок.

Учебное пособие написано в соответствии с Государственным образовательным стандартом высшего профессионального образования по направлению подготовки дипломированного специалиста 650800 – «Теплоэнергетика» (номер государственной регистрации – 209 тех/дс, 2000 г.).

В первой главе учебного пособия рассматриваются вопросы технической термодинамики.

Вторая глава посвящена основам теплопередачи.

Третья глава посвящена энергетическим установкам и методам оценки их энергоэффективности.

Введение

Совершенно очевидным является положение, что использование теплоты лежит в основе современных технологий в любой сфере человеческой деятельности. Теплота - это великий дар природы и естественно желание научиться разумно его применять, понять основные закономерности, управляющие процессами получения, переноса и использования теплоты. Термодинамика и учение о тепломассообмене - науки, которые изучают эти закономерности.

Количество производимых и потребляемых человеком энергоресурсов огромно. Оно стало соизмеримым с энергией планетарных процессов.

По прогнозам, доля потребления нефти будет снижаться в ближайшие годы, но будет расти потребление угля и газа. Интенсивно идут поиски возобновляемых источников энергии (биомасса, водород, спирты, эфиры и т.п.) и альтернативных топлив.

Естественно, перемены, происходящие в мире и связанные с возрастанием потребления энергии, требуют обеспечения ее сбережения, создания методов и средств защиты окружающей среды.

Примерно одна третья часть энергоресурсов расходуется на транспорте. Нефть, природный газ, уголь и электроэнергия - основные составляющие энергетического потребления на транспорте. Эта часть мирового энергопотребления на ближайшие годы будет иметь тенденцию роста. Тепловой двигатель как основной источник энергии на транспорте сохранит в ближайшие годы свои позиции.

Технический прогресс в энергетике транспорта будет определяться прежде всего топливной экономичностью машин, затратами топлива на перевозочный процесс. Как обобщенный показатель совершенства тепловых двигателей топливная экономичность косвенно

определяет их экологические качества, в том числе, состав и количество продуктов сгорания.

Источники и потребители теплоты находятся в среде обитания человека и других биологических существ и взаимодействуют с ними. В ряде случаев это взаимодействие приводит к такому изменению свойств и характеристик среды обитания (биосферы), что становится опасным для самого существования человека, как биологического вида.

Теплотехника как наука сформировалась в XIX в. в эпоху промышленно-технической революции, которая была обусловлена массовым использованием качественно нового источника энергии — тепловых двигателей. Тепловая энергия была поставлена на службу человека. Но в настоящее время ситуация кардинально изменилась. Глобальное использование теплоты начинает влиять на параметры экосистемы Земли и может представить серьезную угрозу человеку и среде его обитания.

Поэтому авторы поместили специальный раздел, посвященный негативным эффектам, сопровождающим процесс получения и использования теплоты (энергии), и дали качественное и количественное описание этих эффектов.

В настоящее время в теплотехнике назрела необходимость использования экологических взглядов и методов исследования, а в некоторых случаях постановки новых задач исследования воздействия теплоты (с учетом ее техногенного происхождения), на окружающую среду. В этой связи заслуживает внимания вопрос об экологической чистоте тепловых процессов, машин и т.д. Процессы и машины могут считаться экологически чистыми, если они не воздействуют на состояние окружающей среды (атмосферу, гидросферу, литосферу) и не

участвуют в естественных природных процессах (фотосинтез, кругооборот воды и др.).

Осуществить такое в наше время практически невозможно. Абсолютно экологически чистые технологические процессы и машины невозможны так же, как вечные двигатели.

Вместе с тем можно говорить о степени воздействия машины или процесса на окружающую среду и эту степень экологической чистоты (или, наоборот, величину экологического ущерба) следует использовать для сравнительных оценок важного качества процесса или машины - их способности воздействовать на окружающую среду. Это дает возможность выносить суждение "экологически лучше - экологически хуже" о машине, о процессе, когда в этом возникает необходимость. Поэтому в третьей части учебника делается попытка дать оценку экологических проблем, возникающих при получении и использовании теплоты.

Соответствующие примеры взяты из автотранспортного комплекса. Это позволит быть ближе к задачам, решаемым специалистами, которыми, мы надеемся, станут читатели настоящего труда.

Глава 1. Техническая термодинамика

1.1. Предмет технической термодинамики и ее задачи

Термодинамика – наука о превращениях различных видов энергии друг в друга.

Термодинамика делится на три части:

1) *общая термодинамика* – изучает:

а) процессы превращения энергии в твердых, жидких и газообразных телах;

б) излучение различных тел;

в) магнитные и электрические явления;

г) устанавливает математические зависимости между термодинамическими величинами.

2) *химическая термодинамика* – на основе законов общей термодинамики изучает:

а) химические, тепловые, физико-химические процессы;

б) равновесие и влияние на равновесие внешних условий.

3) *техническая термодинамика* – рассматривает:

а) закономерности взаимного превращения теплоты в работу;

б) устанавливает взаимосвязь между тепловыми, механическими и химическими процессами, которые совершаются в тепловых и холодильных машинах;

в) изучает процессы, происходящие в газах и парах, а также свойства этих тел при различных физических условиях.

Техническая термодинамика, применяя основные законы к процессам превращения теплоты в механическую работу и механической

работы в теплоту, дает возможность разрабатывать теорию тепловых двигателей, исследовать процессы, протекающие в них, и позволяет выявлять их экономичность для каждого типа отдельно.

1.2. Термодинамическая система

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

Тела не входящие в систему, называют *окружающей средой*. Систему отделяют от окружающей среды *контрольной поверхностью* (оболочкой). *Пример простейшей системы* (ДВС, рис. 1.1) – газ, заключенный в цилиндре под поршнем, внешней средой является окружающий воздух, контрольной поверхностью служат стенки цилиндра и поршень. Механическая работа в данном примере производится при перемещении поршня и сопровождается изменением объема. Тепловое взаимодействие заключается в переходе теплоты между отдельными телами системы и между системой и окружающей средой.

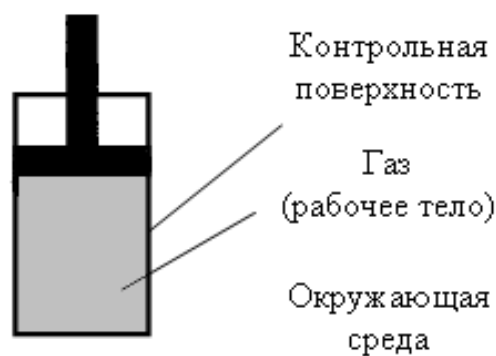


Рис. 1.1. Пример простейшей термодинамической системы

Виды термодинамических систем:

- 1) *Открытая* – обменивается со средой теплотой и веществом (потoki газа или пара в турбинах и трубопроводах);
- 2) *Закрытая* – вещество не проходит через границы системы;
- 3) *Теплоизолированная или адиабатная* – без теплообмена с окружающей средой (рабочее тело, находящееся в сосуде, стенки которого покрыты идеальной тепловой изоляцией);
- 4) *Изолированная или замкнутая* – не обменивается со средой ни теплотой, ни веществом.

Кроме вышеперечисленной классификации существуют следующие системы:

- 1) *Однородная* – имеет во всех своих частях одинаковый состав и физические свойства;
- 2) *Гомогенная* – однородная система внутри, которой нет поверхности раздела (лед, вода, газ);
- 3) *Гетерогенная* – система, состоящая из нескольких макроскопических частей с различными физическими свойствами, отделенных одна от другой видимыми поверхностями раздела (лед и вода, вода и пар и т.п.).

Гомогенные части системы, отделенные от остальных частей видимыми поверхностями раздела, называются *фазами*.

В зависимости от числа фаз гетерогенные системы называют *двухфазными и трехфазными* (газообразное, жидкое и твердое состояние).

1.3. Термодинамические параметры состояния

В тепловых двигателях преобразование теплоты в работу осуществляется с помощью так называемого рабочего тела (ДВС и ГТУ – газ, ПТУ – пар).

Физическое состояние рабочего тела определяется некоторыми величинами, характеризующими данное состояние, которые называют *параметрами состояния*.

Параметрами состояния могут быть целый ряд величин: удельный объем, абсолютное давление, абсолютная температура, внутренняя энергия, энтальпия, энтропия и др.

Однако при отсутствии силовых полей (гравитационного, электромагнитного и др.) состояние однородного тела может быть однозначно определено тремя параметрами, в качестве которых в технической термодинамике принимают удельный объем, абсолютную температуру и давление. Эти три *основные* параметра не являются независимыми величинами и, связаны между собой вполне определенными математическими зависимостями.

1) *Удельный объем*. Удельный объем однородного вещества – величина, определяемая отношением объема к его массе, м³/кг.

$$v = \frac{V}{M}, \quad (1.1)$$

где V – объем произвольного количества вещества, м³;

M – масса этого вещества, кг.

2) *Плотность*. Плотность вещества – величина, определяемая отношением массы к объему вещества, кг/м³.

$$\rho = \frac{M}{V}, \quad (1.2)$$

Удельный объем есть величина, обратная плотности, т.е.

$$v = \frac{1}{\rho}.$$

3) *Давление.* Давление обусловлено взаимодействием молекул рабочего тела с поверхностью. Численно равно, силе действующей на единицу площади поверхности по нормали к последней. Единицей давления в системе СИ является паскаль – давление вызываемое силой 1 Н, равномерно распределенной по поверхности площадью в 1 м² (Па=1 Н/м²).

В практических расчетах возможно применение кратных и дольных единиц давления: килопаскалей (кПа), мегапаскалей (МПа).

Внесистемные единицы:

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па} = 750,10 \text{ мм рт. ст.} = 10,20 \text{ м.вод.ст.}$$

Для измерения давлений применяют барометры (атмосферное давление) и манометры (давление превышающее атмосферное). Для измерения разрежения – вакуумметры.

Давление, превышающее атмосферное, называют *избыточным*.

Термодинамическим параметром состояния является только *абсолютное* давление. *Абсолютным* давлением называют давление, отсчитываемое от абсолютного нуля давления или от абсолютного вакуума.

Согласно молекулярно-кинетической теории, абсолютное давление газа численно равно 2/3 средней кинетической энергии поступательного движения молекул, заключенных в единице объема:

$$p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m \cdot \bar{c}^2}{2}, \quad (1.3)$$

где n – число молекул в удельном объеме;

m – масса молекул;

\bar{c}^2 – средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул;

$\frac{m \cdot \bar{c}^2}{2}$ - средняя кинетическая энергия поступательного движения

молекул.

4) *Температура*. Температура представляет собой меру средней кинетической энергии поступательного движения молекул тела, т.е. характеризует среднюю интенсивность движения молекул. Соответственно, чем больше средняя скорость движения молекул, тем выше температура тела.

Согласно кинетической теории:

$$\frac{m \cdot \bar{c}^2}{2} = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T, \quad (1.4)$$

где: k – постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;

T – абсолютная температура, К.

Абсолютная температура всегда величина положительная. При температуре абсолютного нуля ($T=0$) прекращается тепловое движение молекул ($c=0$). Эта предельная минимальная температура и является началом для отсчета абсолютных температур.

В технике для измерения температур используют различные свойства тел:

- 1) Расширение тел от нагревания в жидкостных термометрах;
- 2) Изменение объема при постоянном давлении или изменение давления при постоянном объеме в газовых термометрах;
- 3) Изменение электрического сопротивления проводника при нагревании в термометрах сопротивления;
- 4) Изменение э.д.с. в цепи термопары при нагревании или охлаждении ее спая;
- 5) Использование законов излучения твердых тел и методов сравнения раскаленной нити с исследуемым материалом (только при

измерении высоких температур с использованием оптических пирометров).

В настоящее время применяется две температурные шкалы:

1) *Термодинамическая* – основана на втором законе термодинамики;

2) *Международная (практическая)* – является практическим осуществлением термодинамической температурной шкалы, полученной с помощью реперных (опорных) точек и интерполяционных уравнений.

Измерение температур в каждой из этих шкал может производиться как в *Кельвинах* (К), так и в градусах *Цельсия* ($^{\circ}\text{C}$) в зависимости от принятого начала отсчета (положения нуля) по шкале.

В так называемой тройной точке воды, т.е. в точке, где жидкая, парообразная и твердая фазы находятся в устойчивом равновесии, температура в кельвинах равна 273,16 К (точно), а в градусах Цельсия 0,01 $^{\circ}\text{C}$.

Следовательно, между температурами, выраженными в кельвинах и градусах Цельсия, имеется следующее соотношение:

$$T \text{ K} = 273,15 + t \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Параметром состояния является абсолютная температура, выражаемая в кельвинах. Градус абсолютной шкалы численно равен градусу шкалы Цельсия, так что $dT = dt$.

В ряде стран используют шкалу *Фаренгейта*:

$$t \text{ }^{\circ}\text{C} = \frac{(t \text{ }^{\circ}\text{F} - 32)}{1,8}.$$

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 разли-

цы температур, давлений и других параметров, то она является *неравновесной*.

Изолированная система с течением времени всегда приходит в состояние равновесия и никогда самопроизвольно выйти из него не может.

1.4. Уравнение состояния

Для равновесной термодинамической системы существует функциональная связь между параметрами состояния, которая называется *уравнением состояния*.

Удельный объем, температура и давление простейших систем, которыми являются газы, пары или жидкости, связаны *термическим уравнением состояния* вида:

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

Уравнению состояния можно придать другую форму:

$$p = f_1(v, T); v = f_2(p, T); T = f_3(p, v).$$

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

Идеальными газами называют такие, которые полностью подчиняются законам Бойля-Мариотта и Гей-Люссака. В идеальных газах отсутствуют силы взаимного притяжения и отталкивания между мо-

лекулами, а объем самих молекул пренебрежимо мал по сравнению с объемом газа.

Из уравнений (1.3) и (1.4) следует, что $p = n \cdot k \cdot T$.

Рассмотрим 1 кг газа. Учитывая, что в нем содержится N молекул и, следовательно, $n = \frac{N}{v}$, получим: $\frac{p \cdot v}{T} = N \cdot k = const$.

Постоянную величину $N \cdot k$, отнесенную к 1 кг газа, обозначают буквой R и называют газовой постоянной. Поэтому $\frac{p \cdot v}{T} = R$ или

$$p \cdot v = R \cdot T. \quad (1.5)$$

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

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

$$p \cdot V = M \cdot R \cdot T.$$

Уравнению Клапейрона можно придать универсальную форму, если отнести газовую постоянную к 1 кмолью газа, т.е. к количеству газа, масса которого в килограммах численно равна молекулярной массе μ . Соответственно $M = \mu$ и $V = V_{\mu}$, получим для одного моля уравнение Клапейрона-Менделеева:

$$p \cdot v = \mu R \cdot T,$$

где V_{μ} – объем киломоля газа;

μR - универсальная газовая постоянная, $\mu R = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$ - для

идеальных газов при нормальных физических условиях.

Газовая постоянная 1 кг газа составляет:

$$R = \frac{8314}{\mu}.$$

Значения удельной газовой постоянной R , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, для различных

газов: кислород - 259,8; воздух – 287,0; водяной пар – 461,6.

1.6. Уравнение состояния реальных газов

В *реальных газах* в отличие от *идеальных* существенны силы межмолекулярных взаимодействий и нельзя пренебречь собственным объемом молекул.

Силы межмолекулярных взаимодействий в себя включают:

- 1) Силы притяжения, когда молекулы находятся на значительном расстоянии;
- 2) Силы отталкивания при достаточном сближении молекул друг с другом.

Наличие межмолекулярных сил отталкивания приводит к тому, что молекулы могут сближаться между собой только до некоторого минимального расстояния. Поэтому 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 давление увеличивается по сравнению с идеальным газом в отношении $\frac{v}{(v-b)}$, т.е.

$$p = \frac{RT}{v} \cdot \frac{v}{(v-b)} = \frac{RT}{v-b}.$$

Силы притяжения действуют в том же направлении, что и внешнее давление, и приводят к возникновению молекулярного (или внутреннего) давления. Сила молекулярного притяжения каких-либо двух малых частей газа пропорциональна произведению числа молекул в каждой из этих частей (квадрату плотности). Соответственно молекулярное давление обратно пропорционально квадрату удельного объема газа:

$$P_{\text{мол}} = \frac{a}{v^2},$$

где a – коэффициент пропорциональности, зависящий от природы газа.

Отсюда получаем уравнение Ван-дер-Ваальса (1873 г.):

$$p + \frac{a}{v^2} = \frac{R \cdot T}{(v - b)}, \quad (1.6)$$

При больших удельных объемах и сравнительно невысоких давлениях реального газа уравнение Ван-дер-Ваальса практически вырождается в уравнение состояния идеального газа Клапейрона. Ибо величина $\frac{a}{v^2}$ (по сравнению с p) и b (по сравнению с v) становятся пренебрежимо малыми. *Состояние идеального газа – это предельное состояние реального газа, когда давление стремится к нулю.*

1.7. Термодинамический процесс

Термодинамический процесс – изменение состояния термодинамической системы во времени.

Пример: при перемещении поршня в цилиндре объем, а с ним давление и температура находящегося внутри газа будут изменяться, будет совершаться процесс расширения или сжатия.

Как уже было сказано, система, выведенная из состояния равновесия, и предоставленная при постоянных параметрах окружающей среды самой себе, через некоторое время вновь придет в равновесное состояние, соответствующее этим параметрам. Самопроизвольное возвращение системы в состояние равновесия называется *релаксацией*. Время, в течение которого система возвращается в состояние равновесия, называется *временем релаксации*. Для разных процессов вре-

мя релаксации различно.

Например, для установления равновесного давления в газе требуется всего 10^{-16} с, а для выравнивания температуры в объеме того же газа нужны десятки минут. Для твердых тел выравнивание температур иногда требует нескольких часов.

Равновесный термодинамический процесс – если все параметры системы при его протекании меняются достаточно медленно по сравнению с соответствующим процессом релаксации. В этом случае система фактически все время находится в состоянии равновесия с окружающей средой, чем и определяется название процесса.

Чтобы процесс был равновесным скорость изменения параметров системы $\frac{dA}{d\tau}$ должна удовлетворять соотношению

$$\frac{dA}{d\tau} \ll c_{РЕЛ}$$

где A – параметр, наиболее быстро изменяющийся в рассматриваемом процессе;

$c_{РЕЛ}$ – скорость изменения этого параметра в релаксационном процессе.

Например, рассмотрим процесс сжатия газа в цилиндре. Если время смещения поршня от одного положения до другого существенно превышает время релаксации, то в процессе перемещения поршня давление и температура успеют выравниваться по всему объему цилиндра. Это выравнивание обеспечивается непрерывным столкновением молекул, в результате чего подводимая от поршня к газу энергия достаточно быстро и равномерно распределяется между ними. Если последующие смещения поршня будут происходить аналогичным образом, то состояние системы в каждый момент времени будет практически равновесным.

Таким образом, *равновесный процесс состоит из непрерывного ряда последовательных состояний равновесия*. Соответственно в каждой его точке состояние термодинамической системы можно описать уравнением состояния данного рабочего тела. Классическая термодинамика в своих исследованиях оперирует только равновесными процессами. Они являются удобной идеализацией реальных процессов, позволяющей во многих случаях существенно упростить решение задачи. Такая идеализация вполне обоснована, так как условие $\frac{dA}{d\tau} \ll c_{PEЛ}$ выполняется на практике достаточно часто. Поскольку механические возмущения распространяются в газах со скоростью звука, процесс сжатия газа в цилиндре будет равновесным, если скорость перемещения поршня много меньше скорости звука.

Процессы, не удовлетворяющие условию $\frac{dA}{d\tau} \ll c_{PEЛ}$, протекают с нарушением равновесия, т.е. являются *неравновесными*.

1.8. Внутренняя энергия

Внутренняя энергия системы включает в себя:

- 1) Кинетическую энергию поступательного, вращательного и колебательного движения частиц;
- 2) Потенциальную энергию взаимодействия частиц;
- 3) Энергию электронных оболочек атомов;
- 4) Внутриядерную энергию.

В большинстве теплоэнергетических процессов две последние составляющие остаются неизменными. Поэтому в дальнейшем *под внутренней энергией будем понимать энергию хаотического движения молекул и атомов, включающую энергию поступательного, вра-*

щательного и колебательного движений как молекулярного, так и внутримолекулярного, а также потенциальную энергию сил взаимодействия между молекулами.

Кинетическая энергия молекул является функцией температуры, значение потенциальной энергии зависит от среднего расстояния между молекулами и, следовательно, от занимаемого газом объема V , т.е является функцией V . Поэтому внутренняя энергия U есть функция состояния тела.

Величина $u = \frac{U}{M}$, называется удельной внутренней энергией (Дж/кг) и представляет собой внутреннюю энергию единицы массы вещества.

Поскольку внутренняя энергия есть функция состояния тела, то она может быть представлена в виде функции двух любых независимых параметров, определяющих это состояние:

$$u = \varphi_1(p, V); u = \varphi_2(p, T); u = \varphi_3(v, T).$$

Ее изменение в термодинамическом процессе Δu не зависит от характера процесса и определяется только начальным и конечным состояниями тела:

$$\Delta u = \int_1^2 du = u_2 - u_1,$$

где u_1 - значение внутренней энергии в начальном состоянии;

u_2 - в конечном.

Для задач технической термодинамики 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 воды за нуль принимается значение

внутренней энергии при температуре $0,01\text{ }^{\circ}\text{C}$ и давлении $610,8\text{ Па}$, а для идеальных газов – при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ вне зависимости от давления.

1.9. Работа

Работа (в механике) – произведение действующей на рабочее тело силы на путь ее действия.

Передачу энергии от одного тела к другому, связанную с изменением объема рабочего тела, с перемещением его во внешнем пространстве или с изменением его положения, называют *работой*.

В производстве работы всегда участвуют два тела или больше. Первое тело, производящее работу, отдает энергию, второе тепло получает энергию.

Определение работы расширения:

Рассмотрим газ массой M и объемом V , заключенный в эластичную оболочку с поверхностью F .

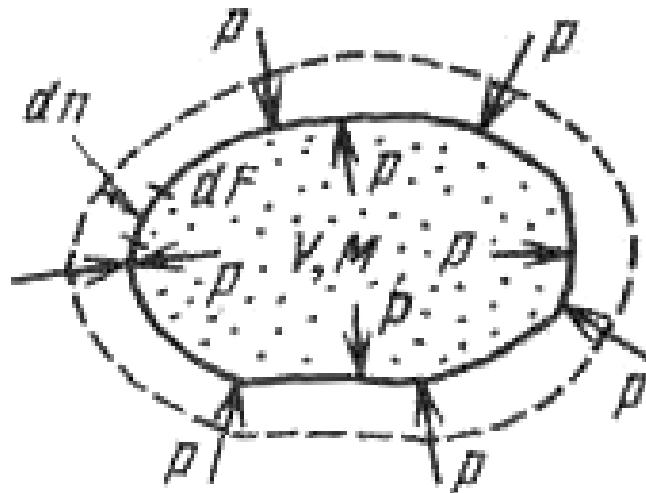


Рис. 1.2. К определению работы расширения

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 $p dF$ и, перемещая ее по нормали к поверхности на расстояние dn , совершает элементарную работу $p dF dn$. Общую работу, совершенную в течение бесконечно малого процесса, получим, интегрируя, данное выражение по всей поверхности F оболочки: $\delta L = p \int_F dF dn$ (Различие символов δ и d у бесконечно малых величин δL и dU связано с тем, что величина δL в отличие от dU не является полным дифференциалом.)

Из рисунка видно, что изменение объема dV выражается в виде интеграла по поверхности: $dV = \int_F dF dn$, следовательно $\delta L = p dV$.

При конечном изменении объема работа против сил внешнего давления, называемая *работой расширения*, равна

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (1.7)$$

Отсюда следует, что δL и dV всегда имеют одинаковые знаки:

1) Если $dV > 0$, то и $\delta L > 0$, т.е. при расширении работа тела положительна, при этом тело само совершает работу;

2) Если же $dV < 0$, то и $\delta L < 0$, т.е. 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

$$l = \frac{L}{M}; \quad \delta l = \frac{\delta L}{M} = \frac{p dV}{M} = p d\left(\frac{V}{M}\right) = p dv.$$

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

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

Вышеперечисленные формулы справедливы только для равновесных процессов, при которых давление рабочего тела равно давлению окружающей среды.

В термодинамике для исследования равновесных процессов широко используют p, v -диаграмму. Поскольку состояние термодинамической системы определяется двумя параметрами, то на p, v диаграмме оно изображается точкой. На рис. 1.3 точка 1 соответствует начальному состоянию системы, точка 2 – конечному, а линия 1-2 процессу расширения рабочего тела от v_1 до v_2 .

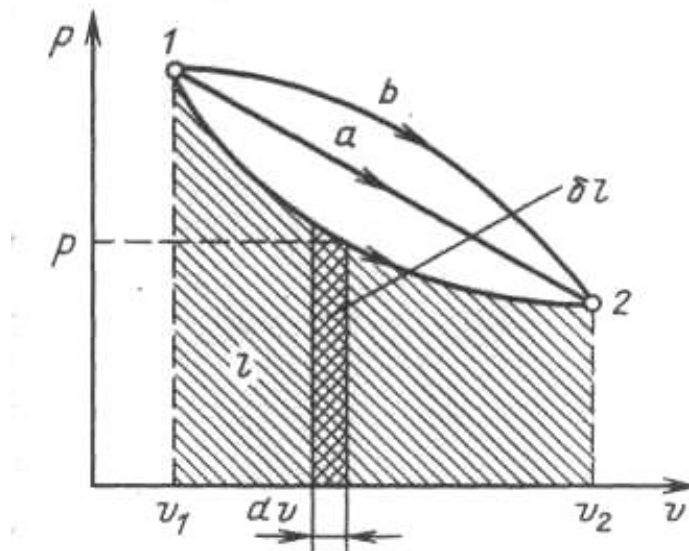


Рис. 1.3. Графическое изображение работы в p, v -координатах

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 из-

менения объема эквивалентна площади под кривой процесса в диаграмме p, v .

Каждому пути перехода системы из состояния 1 в состояние 2 (например, 1-2, 1-a-2 или 1-b-2) соответствует своя работа расширения: $l_{1b2} > l_{1a2} > l_{12}$. Следовательно, работа зависит от характера термодинамического процесса, а не является функцией только исходного и конечного состояния системы. С другой стороны, $\int p dv$ зависит от пути интегрирования и, следовательно, элементарная работа δl не является полным дифференциалом.

Поскольку величина δl 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 (водяной пар в энергетике, газообразные продукты сгорания в ДВС).

1.10. Теплота

Теплота – мера количества энергии, переданной микрофизическим путем (Дж).

Теплота может передаваться:

- 1) При непосредственном контакте между телами (теплопроводность, конвекция);
- 2) На расстоянии (излучение).

Во всех случаях этот процесс возможен только при наличии разности температур между телами.

Элементарное количество теплоты δQ , так же как и δl , не является полным дифференциалом, в отличие от дифференциала внутренней энергии dU .

Внутренняя энергия – это свойство самой системы, она ха-

рактизует состояние системы. Теплота и работа – это энергетические характеристики процессов механического и теплового взаимодействий системы с окружающей средой. Они характеризуют те количества энергии, которые переданы системе или отданы ею через ее границы в определенном процессе.

1.11. Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики представляет собой частный случай всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым явлениям.

Пусть некоторому рабочему телу с объемом V и массой M , имеющему температуру T и давление p , сообщается извне бесконечно малое количество теплоты δQ . В результате подвода теплоты тело нагревается на dT и увеличивается в объеме на dV .

Повышение температуры тела свидетельствует об увеличении кинетической энергии его частиц. Увеличение объема тела приводит к изменению потенциальной энергии частиц. В результате внутренняя энергия тела увеличивается на dU . Поскольку рабочее тело окружено средой, которая оказывает на него давление, то при расширении оно производит механическую работу δL против сил внешнего давления. Так как никаких других изменений в системе не происходит, то по закону сохранения энергии

$$\delta Q = dU + \delta L, \quad (1.8)$$

т.е. 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 по-

ложительным, отрицательным или равным нулю.

Частные случаи:

1) $\delta Q=0$ – теплообмен системы с окружающей средой отсутствует. Процесс без теплообмена называется *адиабатным*. Для него уравнение принимает вид:

$$\delta L = - dU.$$

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, $dV=0$. Процесс называется *изохорным*, для него

$$\delta Q = dU,$$

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

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

$$\delta Q = \delta L,$$

т.е. сообщаемая системе теплота превращается в эквивалентную ей внешнюю работу.

Для системы, содержащей 1 кг рабочего тела

$$\delta q = du + \delta l, \tag{1.9}$$

Проинтегрировав уравнения для некоторого процесса получим выражение первого закона термодинамики в интегральной форме:

$$Q = \Delta U + L; \quad q = \Delta u + l,$$

где $\Delta U = U_2 - U_1$.

Наиболее распространенные формулировки первого закона термодинамики:

1) Невозможно возникновение или уничтожение энергии.

2) Любая форма движения способна и должна превращаться в любую другую форму движения.

3) Теплота и работа являются двумя единственно возможными формами перехода энергии от одного тела к другому.

1.12. Теплоемкость газов

Отношение количества теплоты δQ полученного телом при бесконечно малом изменении его состояния, к связанному с этим изменению температуры тела dT называется теплоемкостью тела в данном процессе, $\frac{Дж}{К}$

$$C = \frac{\delta Q}{dT}, \quad (1.10)$$

Например: при расчете тепловой аппаратуры наиболее важным моментом является определение количества теплоты, участвующее в процессе. Точное его определение обеспечивает правильную оценку работы аппарата с экономической точки зрения, что является особенно ценным при сравнительных испытаниях.

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

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

2) *удельную объемную теплоемкость c^l* , отнесенную к количеству газа, содержащегося в 1 м³ объема при нормальных физических условиях, $\frac{Дж}{м^3 \cdot К}$;

3) *удельную мольную теплоемкость μc* , отнесенную к одному

киломолю, $\frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$.

Между указанными теплоемкостями существует следующая связь:

$$c = \frac{\mu \cdot c'}{\mu}; c' = c \rho_H,$$

где ρ_H – плотность газа при нормальных условиях.

Теплоемкость является функцией процесса, так как изменение температуры тела при одном и том же количестве сообщаемой теплоты зависит от характера происходящего при этом процесса. Численно величина c изменяется в пределах от $+\infty$ до $-\infty$.

В термодинамических расчетах используют:

1) *теплоемкость при постоянном давлении*

$$c_p = \frac{\delta q_p}{dT},$$

равная отношению количества теплоты δq_p , сообщенной телу в процессе при постоянном давлении, к изменению температуры тела dT .

2) *теплоемкость при постоянном объеме*

$$c_v = \frac{\delta q_v}{dT},$$

равная отношению количества теплоты δq_v , сообщенной телу в процессе при постоянном объеме, к изменению температуры тела dT .

Связь между теплоемкостями c_p и c_v для идеальных газов показывает *уравнение Майера*:

$$c_p = c_v + R.$$

В процессе при $v = \text{const}$ теплота, сообщаемая газу, идет лишь на изменение его внутренней энергии, тогда как в процессе при $p = \text{const}$

теплота расходуется и на увеличение внутренней энергии и совершение работы против внешних сил. Поэтому c_p больше c_v на величину этой работы. Удельная газовая постоянная R , таким образом, представляет собой работу расширения 1 кг газа при его нагревании на 1 К при постоянном давлении.

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

Обычно теплоемкости определяются экспериментально или методами статической физики.

Теплоемкость реального газа в основном зависит от температуры и очень слабо от давления. Исходя из этого, различают истинную и среднюю теплоемкости.

Средняя теплоемкость c_{cp} данного процесса в интервале температур от t_1 до t_2 – это отношение количества теплоты, сообщаемой газу, к разности конечной и начальной температур:

$$c_{cp} \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{q}{(t_2 - t_1)}.$$

Истинная теплоемкость c – это теплоемкость при данной температуре T . Ее определяет выражение

$$c = \frac{\delta q}{dT}.$$

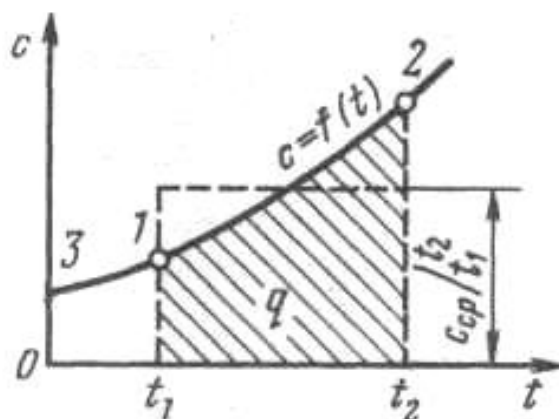


Рис. 1.4. Зависимость истинной теплоемкости от температуры

1.13. Энтальпия

Энтальпия (тепловая функция) – сумма внутренней энергии системы U и произведения давления системы p на ее объем V , Дж,

$$H = U + p \cdot V, \quad (1.11)$$

Энтальпия является функцией состояния, так как входящие в нее величины являются функциями состояния.

Величина

$$h = \frac{H}{M} = u + p \cdot v,$$

называется удельной энтальпией, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

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

$$h = \psi_1(p, v); h = \psi_2(v, T); h = \psi_3(p, T).$$

Изменение энтальпии в любом процессе определяется только начальным и конечным состояниями тела и не зависит от характера

процесса. Соответственно величина dh является полным дифференциалом.

Физический смысл энтальпии выясним на следующем примере. Рассмотрим расширенную систему, рис. 1.5, включающую газ в цилиндре и поршень с грузом общим весом G .

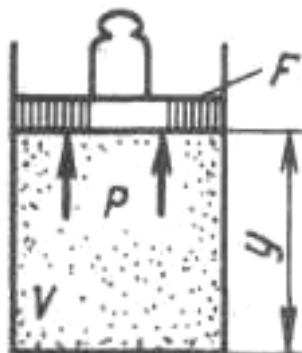


Рис. 1.5. К определению физического смысла энтальпии

Энергия этой системы складывается из внутренней энергии газа и потенциальной энергии поршня с грузом в поле внешних сил:

$E = U + Gy$. В условиях равновесия ($G = p \cdot F$) эту функцию можно выразить через параметры газа: $E = U + p \cdot F \cdot y = U + p \cdot V$. Получаем, что

$E \equiv H$, т.е. энтальпию можно трактовать как энергию расширенной системы.

В практических расчетах в основном используют изменение энтальпии в конечном процессе (например при расчете количества теплоты подведенной в паровых котлах, в камерах сгорания ГТ и двигателей, теплообменных аппаратах).

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

1.14. Энтропия

Величина $\frac{\delta q}{T}$ при равновесном изменении состояния газа есть полный дифференциал некоторой функции состояния. Она называется *энтропия*. Эта функция возникла в ходе теоретического поиска наиболее благоприятных условий превращения теплоты в работу в тепловых двигателях.

Энтропия обозначается для 1 кг газа через s и измеряется в $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$. Для произвольного количества газа энтропия, обозначаемая через S , равна $S = M \cdot s$ и измеряется в $\frac{\text{Дж}}{\text{К}}$.

Таким образом, аналитически энтропия определяется следующим образом:

$$ds = \frac{\delta q}{T} \quad (1.12).$$

Формула справедлива для реальных и идеальных газов.

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

$$s = \xi_1(p, v); \quad s = \xi_2(p, T); \quad s = \xi_3(v, T).$$

Значение энтропии для заданного состояния определяется интегрированием уравнения (1):

$$s = \int \frac{\delta q}{T} + s_0,$$

где s_0 – константа интегрирования.

Тепловая теорема Нернста: при температуре, стремящейся к абсолютному нулю, энтропия вещества, находящегося в конденсированном состоянии с упорядоченной кристаллической структурой,

стремится к нулю, т.е. $s_0=0$ при $T=0$ К. Данный закон позволяет рассчитать абсолютное значение энтропии в отличие от внутренней энергии или энтальпии, которые всегда отсчитываются от произвольного уровня.

В технической термодинамике обычно используют изменение энтропии в каком либо процессе, поэтому энтропию тоже часто отсчитывают от произвольно выбранного уровня:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T}.$$

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.

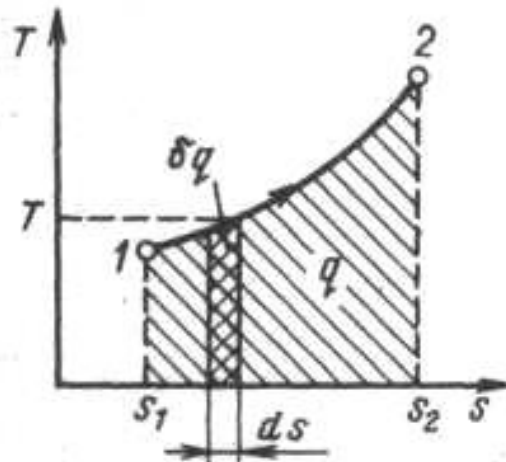


Рис. 1.6. Графическое изображение теплоты в T, s – координатах

В равновесном процессе

$$\delta q = T ds,$$

$$q = \int_1^2 T ds.$$

В T, s – диаграмме элементарная теплота процесса δq изображается элементарной площадкой с высотой T и основанием ds , а площадь, ограниченная линией процесса, крайними ординатами и осью абсцисс, эквивалентна теплоте процесса. При подводе теплоты к телу ($\delta q > 0$) его энтропия возрастает ($\delta s > 0$), а при отводе ($\delta q < 0$) его энтропия убывает ($\delta s < 0$).

1.15. Второй закон термодинамики

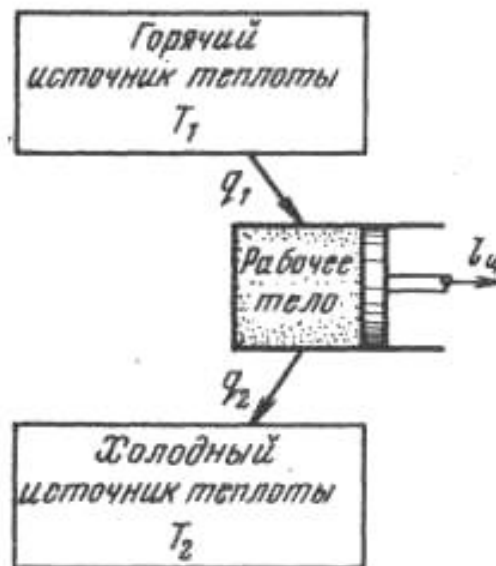


Рис. 1.7. Термодинамическая схема теплового двигателя

Все тепловые двигатели должны иметь следующие составляющие:

- 1) Горячий источник теплоты (химические реакции сжигания топлива или внутриядерные реакции);
- 2) Рабочее тело, совершающее замкнутый процесс – цикл (газ или пар);

3) Холодный источник теплоты (окружающая среда – атмосфера).

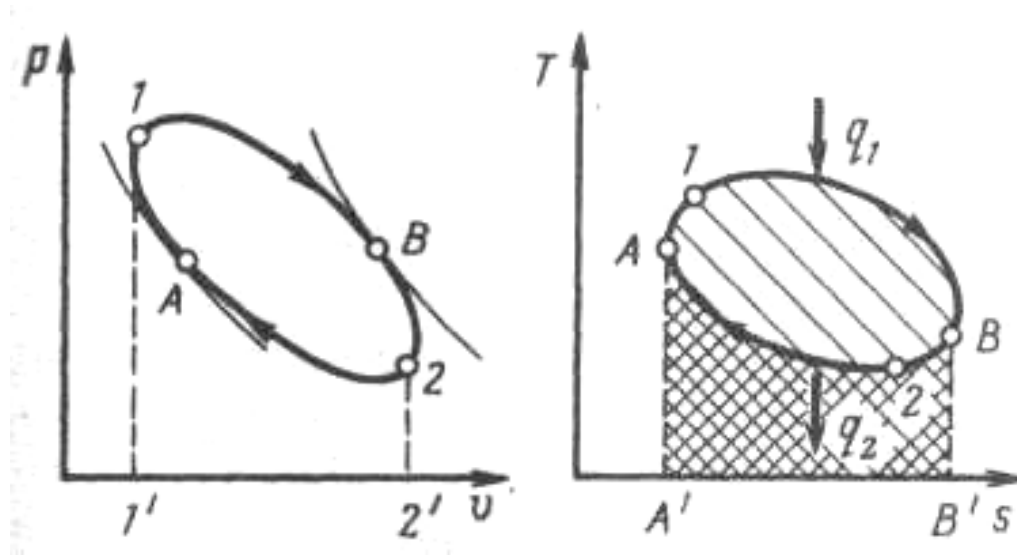


Рис. 1.8. Круговой процесс (цикл)
в p, v – и T, s – координатах

Работа двигателя осуществляется следующим образом. 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 $2B1$. При этом потребуются совершить над рабочим телом ту же самую работу. Соответственно 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 совершает за цикл полезную работу $l_{ц}$, эквивалентную площади $1B2A1$, ограничен-

ной контуром цикла. Цикл можно разбить на два участка: $A1B$, на котором происходит подвод теплоты q_1 , и $B2A$, на котором происходит отвод теплоты q_2 . В T,s -диаграмме теплота q_1 эквивалентна площади A^1A1BB^1 , а q_2 – площади A^1A2BB^1 .

Применим первый закон термодинамики к циклу, который совершает 1 кг рабочего тела:

$$\oint \delta q = \oint du + \oint \delta l. \quad (1.13)$$

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

$$q_u = l_u,$$

где $q_u = \oint \delta q$ 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 в T,s -диаграмме.

Цикл, состоящий из равновесных обратимых процессов, называют *обратимым*. Рабочее тело в таком цикле не должно подвергаться химическим изменениям. Если хоть один из процессов, входящих в состав цикла, является необратимым, то весь цикл будет *необратимым*. Результаты исследования идеальных циклов могут быть перенесены на действительные, необратимые процессы реальных машин путем введения опытных поправочных коэффициентов.

Отношение работы, производимой двигателем за цикл, к количеству теплоты, подведенной за этот цикл от горячего источника, называется термическим КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{l_y}{q_1} = \frac{(q_1 - q_2)}{q_1}. \quad (1.14)$$

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

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.

Исходя из вышесказанного Второй закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего утверждения (В. Томсон, 1851 г.): «Невозможна периодически действующая тепловая машина, единственным результатом действия которой было бы получение работы за счет отнятия теплоты от некоторого источника».

Таким образом, для полного анализа явления и процессов необходимо иметь кроме первого закона термодинамики еще дополнительную закономерность. Этим законом является *второй закон термодинамики*. Он устанавливает, возможен или невозможен тот или иной процесс, в каком направлении протекает процесс, когда достигается термодинамическое равновесие и при каких условиях можно получить максимальную работу.

1-я формулировка (Оствальда): «Вечный двигатель 2-го рода невозможен».

2-я формулировка (Клаузиуса): «Теплота не может самопроизвольно переходить от более холодного тела к более нагретому».

3-я формулировка (Карно): «Там где есть разница температур, возможно совершение работы».

1.16. Прямой цикл Карно

Цикл, в результате которого получается положительная работа, называется *прямым циклом* (или *циклом теплового двигателя*). В нем работа расширения больше работы сжатия. Осуществление цикла Карно в тепловой машине можно представить следующим образом. Газ (рабочее тело) с начальными параметрами, характеризующимися точкой a , помещен в цилиндр под поршень. Боковые стенки цилиндра и поршень абсолютно нетеплопроводны, так что теплота может передаваться только через основание цилиндра.

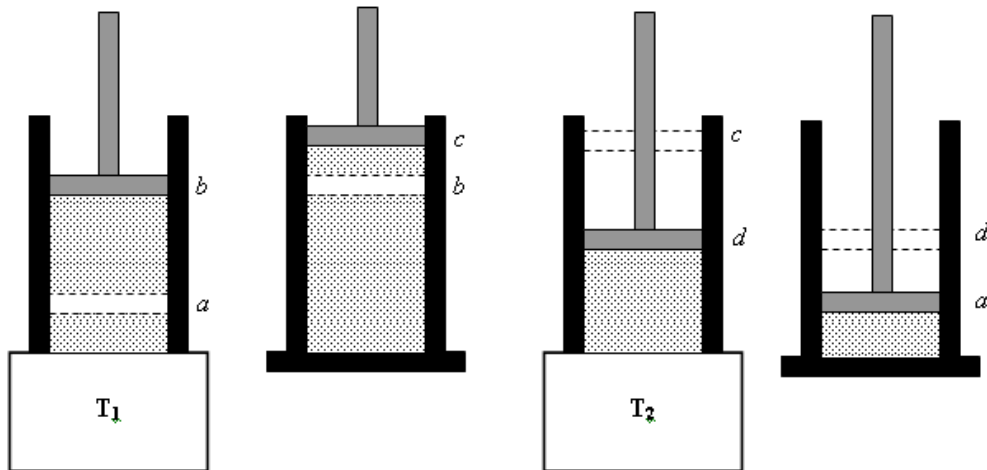


Рис. 1.9. Прямой цикл Карно

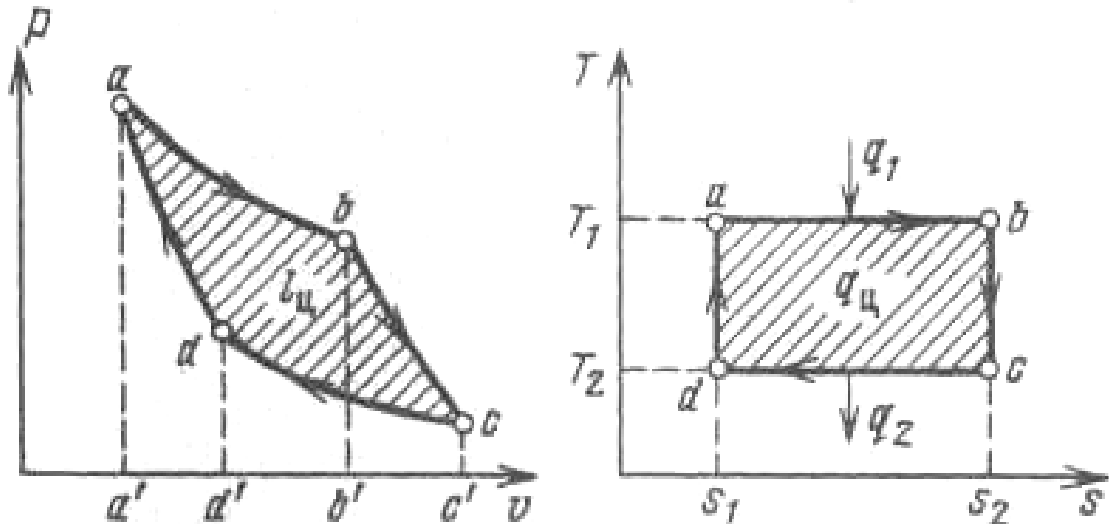


Рис. 1.10. Прямой цикл Карно
в p, v – и T, s – координатах

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 прекращается и ставим цилиндр на теплоизолятор. 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 .

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 l_2 . При этом отводим от рабочего тела теплоту $q_2 = T_2(s_2 - s_1)$. Затем снова поставим цилиндр на теплоизолятор и дальнейшее сжатие произведем 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 по-

лучает от горячего источника теплоту q_1 , отдает холодному теплоту q_2 и совершает работу $l_{ц}$.

Подставив в формулу для термического КПД цикла, выражения для q_1 и q_2 , получим, что термический КПД цикла Карно определяется формулой:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.15)$$

Из формулы видно, что *термический КПД цикла Карно зависит только от абсолютных температур горячего и холодного источников*. Теплоту горячего источника можно было бы полностью превратить в работу ($\eta_t = 1$), лишь в случае, когда $T_1 \rightarrow \infty$, либо $T_2 \rightarrow 0$. Оба значения температур недостижимы.

Если $T_1 = T_2$ то $\eta_t = 0$. Это указывает на невозможность превращения теплоты в работу, если все тела системы имеют одинаковую температуру (тепловое равновесие).

В реальных двигателях цикл Карно не осуществляется вследствие практических трудностей. Он служит эталоном при оценке совершенства любых циклов тепловых двигателей.

1.17. Обратный цикл Карно

Цикл, в результате которого расходуется работа, называется *обратным*. В нем работа сжатия больше работы расширения. По обратным циклам работают холодильные установки. Осуществим цикл Карно в обратном направлении.

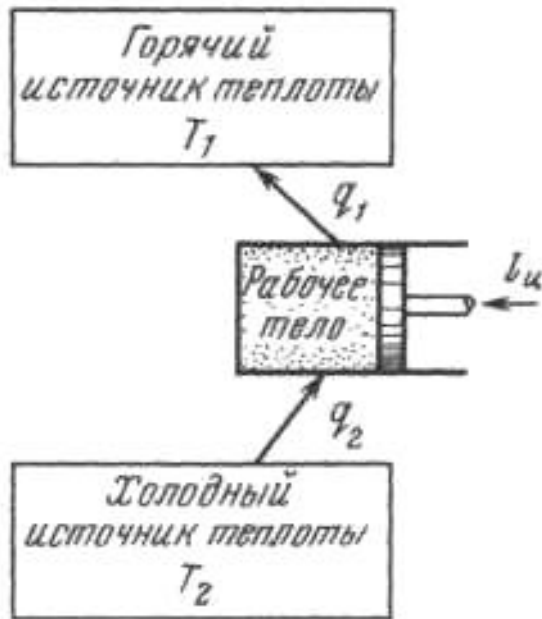


Рис. 1.11. Термодинамическая схема холодильной машины

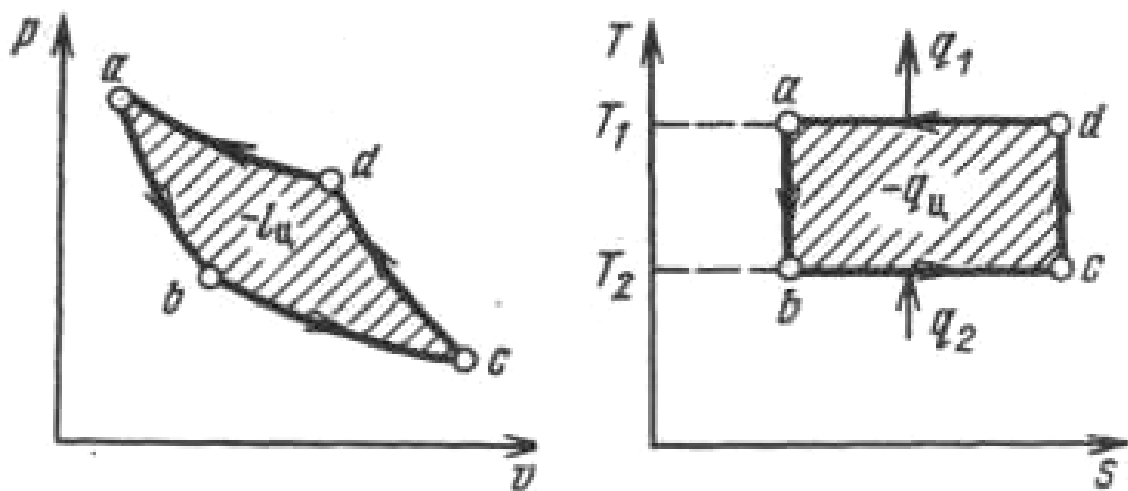


Рис. 1.12. Обратный цикл Карно
в p, v – и T, s – координатах

Рабочее тело с начальными параметрами точки a 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 ($T_1 = const$). При этом рабочее тело отдает верхнему источнику с температурой T_1 количество теплоты q_1 .

Работа сжатия в цикле 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 l_u , можно перенести теплоту от источника с низкой температурой к источнику с более высокой температурой. Холодный источник отдает количество теплоты q_2 , а горячий получит количество теплоты $q_1 = q_2 + l_u$.

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

В холодильной установке рабочими телами служат, как правило, пары легкокипящих жидкостей (фреон, аммиак и т.п.). Передача теплоты к окружающей среде происходит за счет затрат электроэнергии.

Эффективность холодильной установки оценивается *холодильным коэффициентом*.

Холодильный коэффициент – это отношение количества теплоты, отнятой за цикл от холодильной камеры, к затраченной в цикле работе:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_u} = \frac{q_2}{(q_1 - q_2)}. \quad (1.16)$$

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

Холодильную установку можно использовать в качестве теплового насоса. Если 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 в которой является отапливаемое помещение, а холодным – наружная атмосфера, то количество теплоты полученное помещением:

$$q_1 = q_2 + l_{\text{э}}$$

где q_2 – количество теплоты взятое от наружной атмосферы;

$l_{\text{э}}$ – расход электроэнергии.

В данном случае $q_1 > l_{\text{э}}$, т.е. отопление с помощью теплового насоса выгоднее простого электрообогрева.

1.18. Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах

- 1) *изохорный* - протекающий при постоянном объеме;
 - 2) *изобарный* - протекающий при постоянном давлении;
 - 3) *изотермический* - происходящий при постоянной температуре;
 - 4) *адиабатный* - процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой;
 - 5) *политропный* - удовлетворяющий уравнению $pV^n = const$.
- Изохорный процесс.* При изохорном процессе выполняется условие $dV = 0$ или $V = const$.

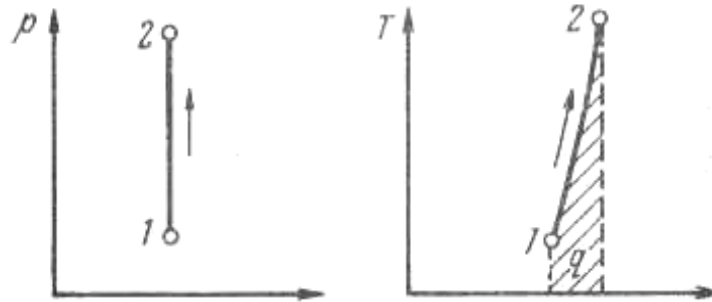


Рис. 1.13. Изображение изохорного процесса
в p, v - и T, s -координатах

Давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре:

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

$$l = 0; \Delta u = q; q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT;$$

$$\Delta u = c_v(T_2 - T_1) \text{ при } c_v = const; \Delta u = c_{vCP} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) \text{ при}$$

$c_v = \text{var}.$

Изобарный процесс. При изобарном процессе выполняется условие $p = const.$

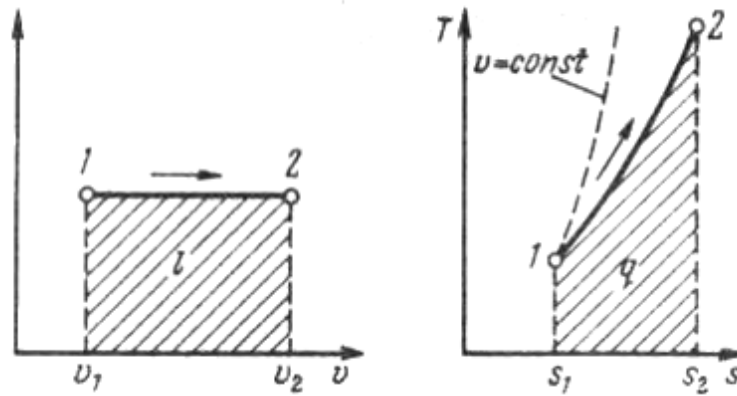


Рис. 1.14. Изображение изобарного процесса
в p, v - и T, s -координатах

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

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv; \quad q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT;$$

Изотермический процесс. При изобарном процессе выполняется условие $t = const$.

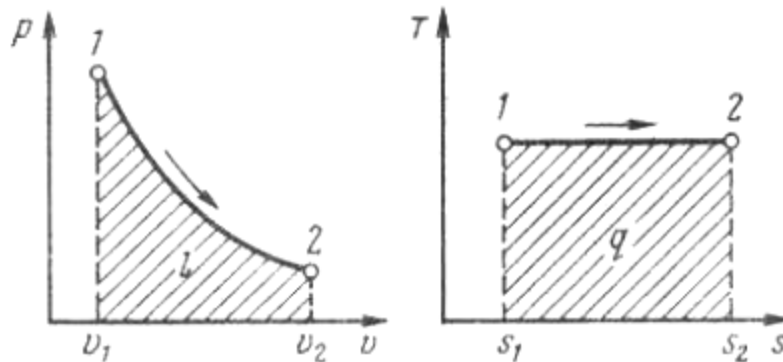


Рис. 1.15. Изображение изотермического процесса
в p, v - и T, s -координатах

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}.$$

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv; \quad q = l; \quad \Delta u = 0.$$

Адиабатный процесс. При адиабатном процессе выполняется условие $\delta q = 0$.

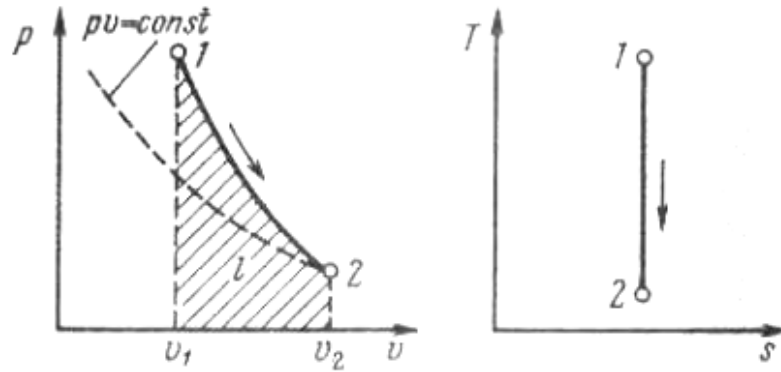


Рис. 1.16. Изображение адиабатного процесса в p, v - и T, s -координатах

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k.$$

где $k = \frac{c_p}{c_v}$ -показатель адиабаты; $k=1.66$ – для одноатомного газа;

$k=1.4$ – для двухатомного газа; $k=1.33$ – для многоатомного газа.

Политронный процесс. Любой произвольный процесс можно описать в p, v -координатах (по крайней мере на небольшом участке) уравнением

$$p v^n = const ,$$

подбирая соответствующее значение n . Процесс, описываемый данным уравнением называется *политронным* (всякий процесс идеального газа, в котором удельная теплоемкость является постоянной величиной, называется *политронным*). Показатель политропы n может принимать любое численное значение в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, но для данного процесса он является величиной постоянной.

$$q = (u_2 - u_1) + l,$$

$$u_2 - u_1 = c_v \cdot (T_2 - T_1);$$

$$l = \frac{R}{n-1} \cdot (T_2 - T_1);$$

$$q = c_v \cdot \frac{n-k}{n-1} \cdot (T_2 - T_1) = c_n \cdot (T_2 - T_1),$$

Где $c_n = c_v \cdot \frac{n-k}{n-1}$ - теплоемкость идеального газа в политропном процессе.

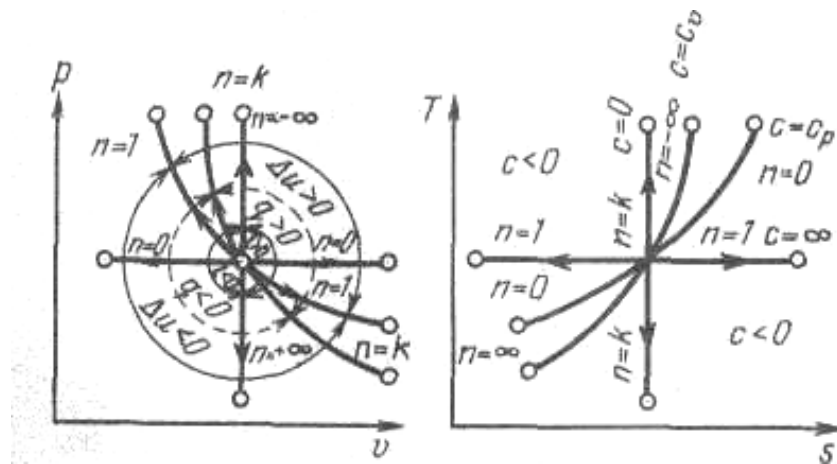


Рис. 1.17. Изображение основных термодинамических процессов идеального газа в p, v - и T, s -координатах

1.19. Основные понятия и определения водяного пара

Парообразование – процесс превращения вещества из жидкого состояния в газообразное.

Испарение – парообразование, которое происходит всегда при любой температуре со свободной поверхности жидкости или твердого тела.

Кипение – процесс парообразования, как на свободной поверхности жидкости, так и внутри ее (наступает при некоторой температуре, зависящей от физических свойств рабочего тела и давления).

Конденсация – переход вещества из газообразного состояния в жидкое или твердое.

Конденсат – жидкость полученная при конденсации пара.

Сублимация – процесс перехода твердого вещества непосредственно в пар.

Насыщенным называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется.

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

Влажным насыщенным паром называется двухфазная смесь, представляющая собой пар со взвешенными в нем капельками жидкости. Состояние влажного пара характеризуется двумя параметрами: давлением (или температурой насыщения t_s , определяющей это давление) и степенью сухости пара.

Степень сухости (x) – массовая доля сухого насыщенного пара во влажном. Обратная величина степени сухости ($1-x$) – степень влажности.

Перегретый пар – это пар, температура которого превышает температуру насыщенного пара того же давления. Состояние перегретого пара, как и любого газа, определяется двумя любыми независимыми параметрами (пар является насыщенным; по своим физическим свойствам приближается к газу и тем ближе, чем выше степень перегрева).

1.20. p, v -диаграмма водяного пара

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 $p = \frac{P}{F}$.

Изобразим процесс парообразования (превращения вещества из жидкого состояния в газообразное) в p, v -диаграмме.

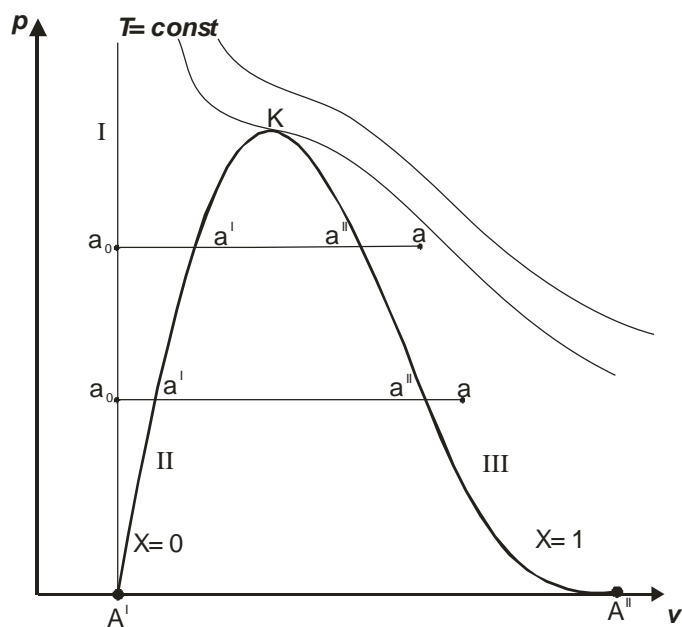


Рис. 1.18. p, v -диаграмма водяного пара

Начальное состояние воды, находящейся под давлением p и имеющей температуру 0°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 (аномалия у воды). Состояние жидкости, доведенной до температуры кипения, изображается на диаграмме точке 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 теплота расходуется на испарение жидкой фазы. Следовательно, процесс парообразования на этой стадии является изобарно-изотермическим.

Наконец, последняя капля воды превращается в пар, и цилиндр оказывается заполненным только паром, который называется *сухим насыщенным*. Состояние его изображается точкой a'' .

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'' .

Если рассмотреть процесс парообразования при более высоком давлении, то можно заметить следующие изменения. Точка a_0 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 K , в

которой удельные объемы жидкости и пара сравниваются. Эта точка называется *критической*. В критической точке различия между жидкостью и паром исчезают. Для воды параметры критической точки составляют: $p_{кр} = 221,29 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $t_{кр} = 374,15^\circ \text{ C}$; $v_{кр} = 0,00326 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

При температурах, больших критической, возможно существование только одной фазы. Название этой фазы (жидкость или перегретый пар) в какой-то степени условно и определяется обычно ее температурой.

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 A') Параметры тройной точки для воды: $p_0 = 611 \text{ Па}$;

$t_0 = 0,01^\circ \text{ C}$; $v_0 = 0,00100 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$. Процесс парообразования, происходящий при абсолютном давлении $p_0 = 611 \text{ Па}$, показан на диаграмме $A'A''$, которая практически совпадает с осью абсцисс. При более низких давлениях пар может сосуществовать лишь в равновесии со льдом (сублимация - процесс парообразования из льда).

Если теперь соединить одноименные точки плавными кривыми, то получим:

1) нулевую изотерму I - каждая точка соответствует состоянию 1 кг воды при 0° C и давлении p ;

2) нижнюю пограничную кривую II – зависимость от давления удельного объема жидкости при температуре кипения t_s ;

3) верхнюю пограничную кривую III – зависимость удельного объема сухого насыщенного пара от давления.

Все точки горизонталей между кривыми *II* и *III* соответствуют состоянию влажного насыщенного пара, точки кривой *II* определяют состояние кипящей воды, точки кривой *III* – состояние сухого насыщенного пара. Влево от кривой *II* до нулевой изотермы *I* лежит область некипящей однофазной жидкости, вправо от кривой *III* – область перегретого пара.

Кривые *II* и *III* определяют область насыщенного пара, отделяя ее от области воды и перегретого пара. Их называют *пограничными*.

1.21. Определение параметров воды и пара

Термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара берутся из таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара.

Величины со штрихом относятся к воде нагретой до температуры кипения.

Величины с двумя штрихами – к сухому насыщенному пару.

Соответственно для изобарного процесса $a'a''$, с учетом ранее записанной формулы, подведенная к жидкости теплота равна:

$$q = h_2 - h_1 = r = h'' - h' .$$

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

Приращение энтропии в процессе парообразования определяется формулой

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

Отсчет величин s' и s'' принят от состояния воды в тройной точ-

ке. По известному давлению или температуре из таблиц воды и водяного пара берутся значения $v', v'', h', h'', s', s'', r$.

Параметры влажного пара определяются (правило аддитивности, в зависимости от x) по формулам по заданному давлению (или температуре) и степени сухости.

Состояния некипящей воды и перегретого пара задаются двумя параметрами (давление и температура). По заданным параметрам из таблиц воды и перегретого пара находят значения v, h, s .

1.22. T,s -диаграмма водяного пара

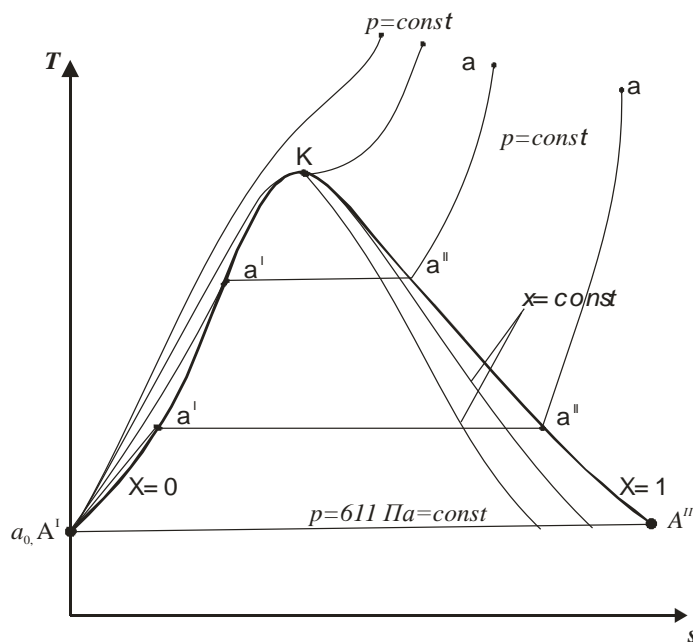


Рис. 1.19. T,s -диаграмма водяного пара

T,s -диаграмма используется для исследования различных процессов с водяным паром. Она строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в T,s координаты.

Точка A' — состояние воды в тройной точке ($s_0 = 0; T_0 = 273,16 K$). Откладывая на диаграмме для разных температур значения s' и s'' , по-

лучим 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.

1.23. h,s -диаграмма водяного пара

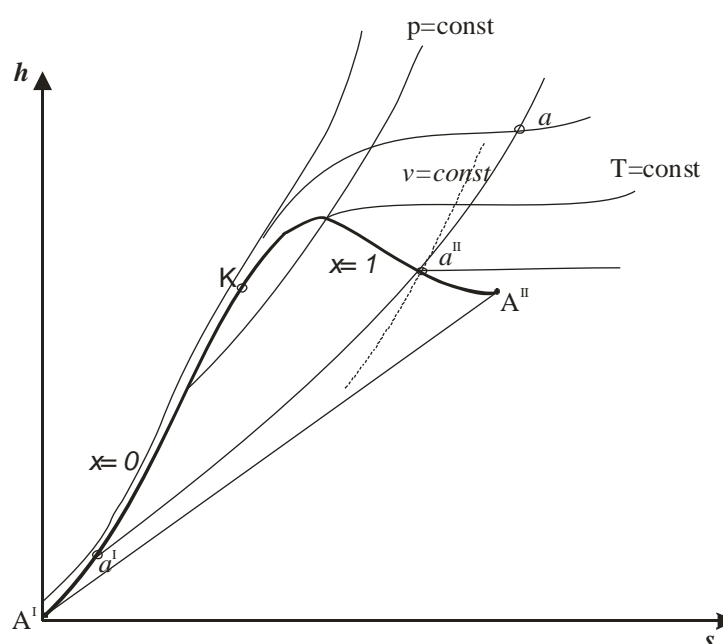


Рис. 1.20. h,s -диаграмма водяного пара

Диаграмма строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в h,s -координаты. За начало координат принято состояние воды в тройной точке. Откладывая на диаграмме для различных давлений значения s' и h' для воды при температуре кипения, а также s'' и h'' для сухого насыщенного пара, получаем нижнюю и верхнюю пограничную кривые. Критическая точка K лежит не на вершине, а на левом склоне пограничной кривой. В области влажного пара температура вдоль изобары не изменяется, и она представляет собой наклон-

ную прямую линию. После пересечения верхней пограничной кривой, температура вдоль изобары возрастает, и ее угловой коэффициент постепенно увеличивается. Чем больше давление, тем выше расположение изобары и тем круче она идет. Изотермы отделяются от изобар на верхней пограничной кривой. В области перегретого пара они обращены выпуклостью вверх. По мере роста температуры и уменьшения давления их кривизна уменьшается. Вдали от состояния насыщения изотермы приближаются к горизонталям $h = const$. В h, s -диаграмме наносятся также линии $v = const$, идущие круче изобар. Изохоры в области влажного пара являются прямыми наклонными линиями. Чем больше удельный объем, тем ниже располагается изохора. В области перегретого пара изохоры становятся кривыми, обращенными выпуклостями вниз.

Для любой точки на этой диаграмме можно найти p, v, t, h, s, x . Диаграмма широко используется при проведении тепловых расчетов. Для расчетов процессов с водяным паром достаточно лишь части диаграммы, которая называется рабочей. Рабочая часть диаграммы охватывает область, расположенную вправо от критической точки, и не содержит нижней пограничной кривой.

1.24. Изохорный процесс водяного пара

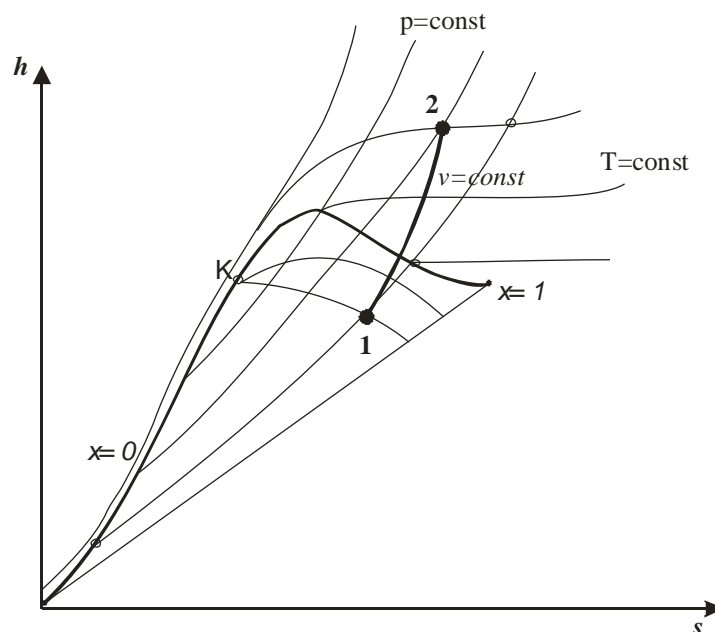


Рис. 1.21. Изохорный процесс водяного пара

Нагреванием при постоянном объеме влажный пар можно перевести в сухой насыщенный и перегретый. Охлаждением его можно сконденсировать, но не до конца, так как при каком угодно низком давлении над жидкостью всегда находится некоторое количество насыщенного пара. Соответственно изохора не пересекает нижнюю пограничную кривую. На p, v -диаграмме изохорный процесс изображается отрезком прямой, параллельной оси ординат. На T, s -диаграмме процесс изображается кривой линией. В области влажного пара изохора направлена выпуклостью вверх, а в области перегретого пара – вниз. На h, s -диаграмме изохора изображается кривой, направленной выпуклостью вниз.

Изменение внутренней энергии в изохорном процессе:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 \cdot v_2) - (h_1 - p_1 \cdot v_1).$$

Работа в данном процессе $l = 0$. Поэтому подведенная теплота

расходуется на увеличение внутренней энергии пара:

$$q = u_2 - u_1.$$

1.25. Изобарный процесс водяного пара

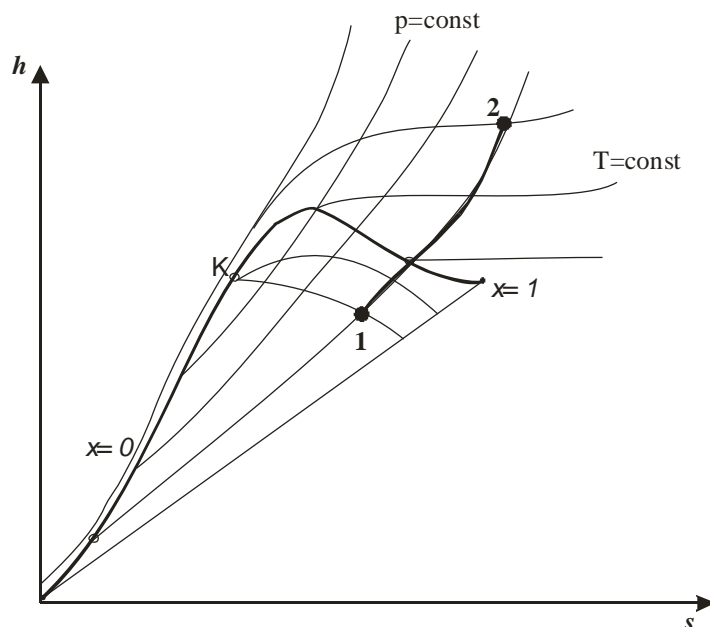


Рис. 1.22. Изобарный процесс водяного пара

При подводе теплоты к влажному насыщенному пару его степень сухости увеличивается и он (при постоянной температуре) переходит в сухой. При дальнейшем подводе теплоты он переходит в перегретый (температура растет). При отводе теплоты пар конденсируется при $T_s = const$. На h,s -диаграмме изобара в области насыщенного пара представляется прямой линией, пересекающей пограничные кривые жидкости и пара. Изобара в области перегретого пара представляет собой кривую, направленную выпуклостью вниз. На p,v -диаграмме изобарный процесс изображается отрезком горизонтальной прямой.

На T,s -диаграмме в области влажного пара изобара изобража-

ется прямой горизонтальной линией, а в области перегретого пара – кривой, обращенной выпуклостью вниз.

Полученная в процессе теплота:

$$q = h_2 - h_1.$$

Работа процесса:

$$l = p \cdot (v_2 - v_1).$$

1.26. Изотермический процесс водяного пара

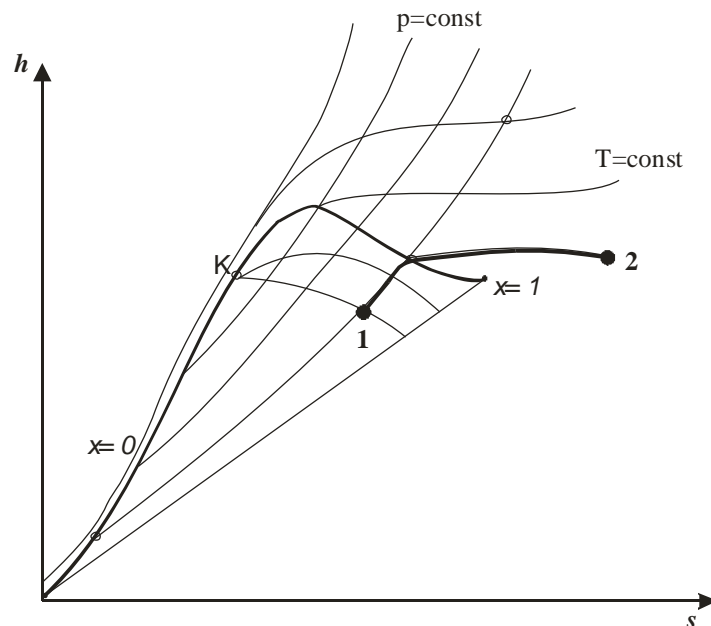


Рис. 1.23. Изотермический процесс водяного пара

На h,s -диаграмме в области влажного пара изотерма совпадает с изобарой и является прямой наклонной линией. В области перегретого пара изотерма изображается кривой с выпуклостью вверх. На p,v -диаграмме в области влажного пара изотермический процесс изображается горизонтальной прямой. В области перегрева давление пара понижается. Данный процесс изображается кривой с выпуклостью к

оси абсцисс. На T,s -диаграмме изотермический процесс изображается отрезком горизонтали.

В отличие от идеального газа внутренняя энергия водяного пара в изотермическом процессе не остается постоянной.

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 \cdot v_2) - (h_1 - p_1 \cdot v_1)$$

Полученная в процессе теплота:

$$q = T \cdot (s_2 - s_1).$$

Работа процесса:

$$l = q - \Delta u.$$

1.27. Адиабатный процесс водяного пара

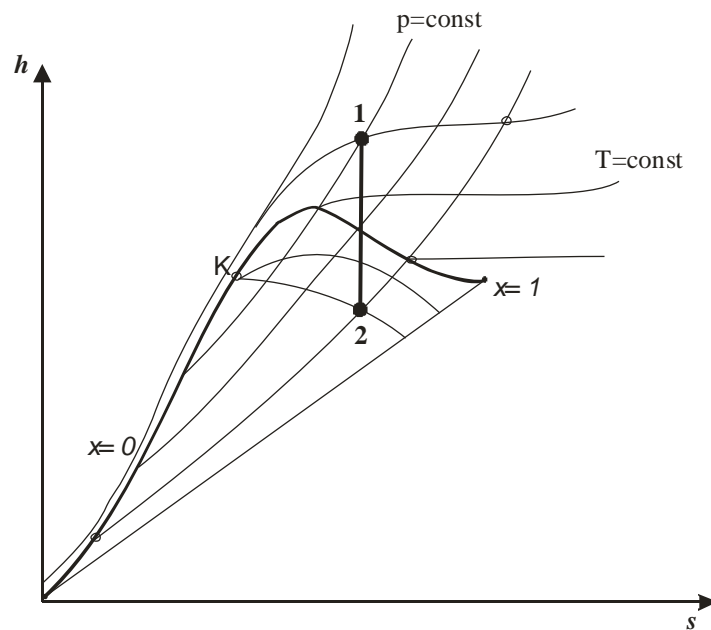


Рис. 1.24. Адиабатный процесс водяного пара

На h,s - и T,s -диаграмме адиабаты изображаются вертикальными прямыми.

При адиабатном расширении давление и температура пара

уменьшаются и перегретый пар становится сначала сухим, а затем влажным.

На p, v -диаграмме адиабатный процесс изображается некоторой кривой. Работа процесса:

$$l = -\Delta u = u_1 - u_2 = (h_1 - p_1 \cdot v_1) - (h_2 - p_2 \cdot v_2).$$

1.28. Циклы Карно и Ренкина на насыщенном паре

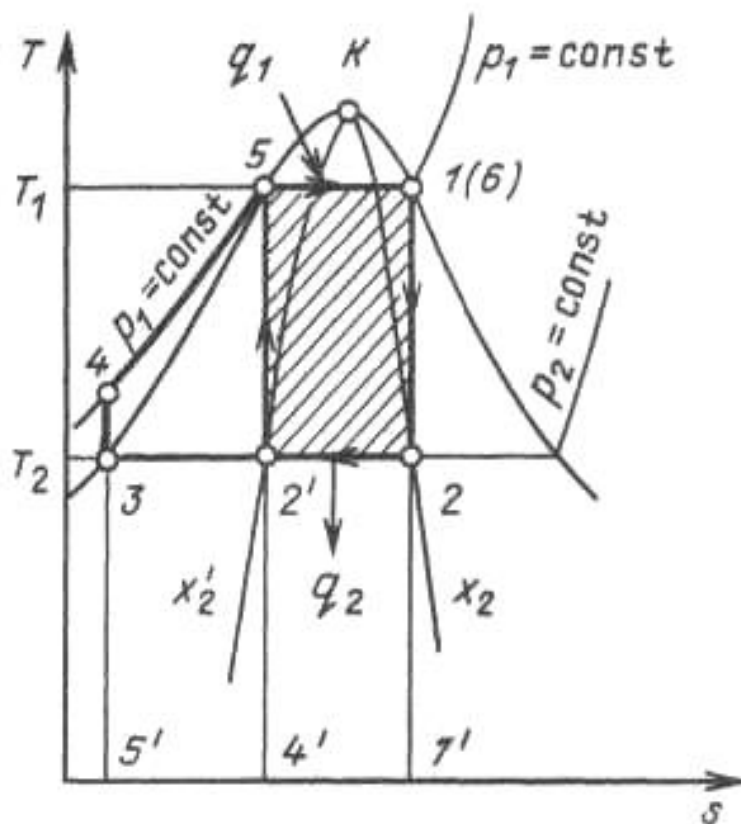


Рис. 1.25. Циклы Карно и Ренкина на насыщенном паре

Цикл Карно на насыщенном паре можно было бы осуществить следующим образом. Теплота от горячего источника подводится при постоянной температуре T_1 по линии 5-1. В результате 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 $l_{тех}$. При этом превращается во влажный пар с параметрами точки 2. Этот пар поступает в конденсатор, где отдает теплоту холодному источнику. Степень сухости при этом уменьшается от x_2 до x_2^l . Влажный пар с параметрами точки 2^l сжимается в компрессоре по линии 2^l-5 , превращаясь в воду с температурой кипения. На практике этот цикл не осуществляется, так как на привод компрессора затрачивалась бы большая часть мощности вырабатываемой турбиной.

Цикл Ренкина на насыщенном паре реализуется следующим образом. Пар конденсируют до конца по линии 2-3. Затем насосом увеличивают давление воды от p_2 до p_1 по линии 3-4. Поскольку вода не сжимаема, точки 3 и 4 почти совпадают, и затрачиваемая на привод насоса мощность оказывается ничтожной по сравнению с мощностью турбины (несколько процентов). Соответственно полезная мощность турбины будет значительно больше, чем в предыдущем цикле.

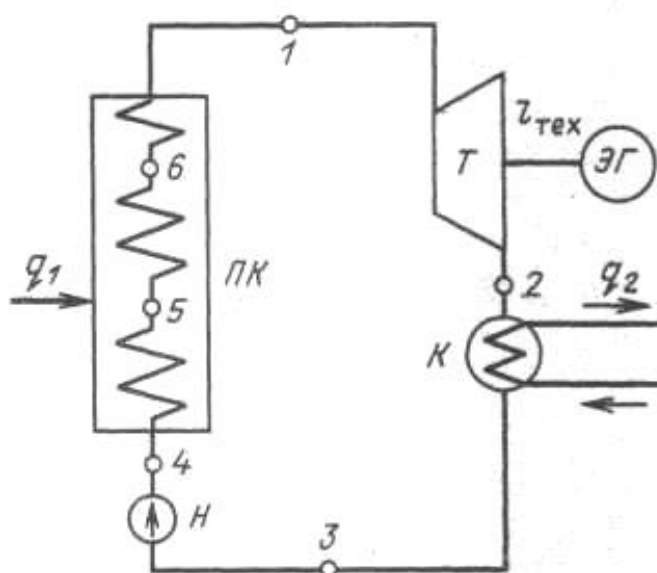


Рис. 1.26. Схема паротурбинной установки:

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

Теплота в этом цикле подводится по линии 4-5-1 в паровом кот-

ле ПК. Далее пар поступает в турбину T и расширяется там по линии 1-2 до давления p_2 . Расширяясь пар, совершает техническую работу $l_{\text{тех}}$. Она передается на электрический генератор ЭГ или другую машину, которую вращает турбина. Отработавший в турбине пар поступает в конденсатор K , где конденсируется по линии 2-3, отдавая теплоту конденсации охлаждающей воде.

Термический КПД цикла Ренкина меньше чем КПД 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 в компрессоре в цикле Карно) оказывается экономичнее.

1.29. Цикл Ренкина на перегретом паре

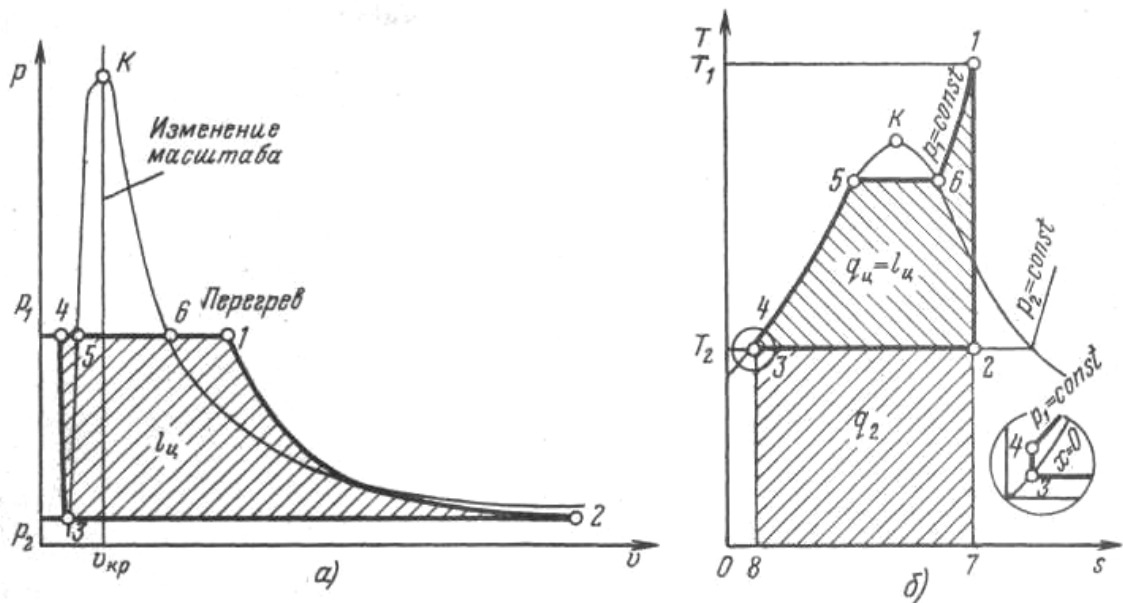


Рис. 1.27. Цикл Ренкина на перегретом паре

Данный цикл отличается от цикла Ренкина на насыщенном паре только наличием дополнительного перегрева по линии 6-1. Перегрев осуществляется в пароперегревателе, являющемся элементом па-

рового котла.

Термический КПД цикла определяется по обычному уравнению

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

Подвод теплоты q_1 осуществляется при $p = const$ в процессах: 4-5 – подогрев воды до температуры кипения; 5-6 – парообразование; 6-1 – перегрев пара.

Для изобарного процесса подвода теплоты:

$$q_1 = h_1 - h_4.$$

Теплота q_2 отводится в конденсаторе по изобаре 2-3:

$$q_2 = h_2 - h_3.$$

Термический КПД цикла по другому можно записать:

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

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

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2)}{(h_1 - h_3)} = \frac{(h_1 - h_2)}{(h_1 - h_2')},$$

где $h_2' = h_3$ - энтальпия кипящей воды при давлении p_2 .

Соответственно КПД идеального цикла Ренкина определяется значениями энтальпий пара до турбины h_1 и после нее h_2 и энтальпий воды h_2' находящейся при температуре кипения t_2 . Значения перечисленных энтальпий определяются тремя параметрами цикла:

- 1) Давлением пара перед турбиной p_1 ;
- 2) Температурой пара перед турбиной T_1 ;
- 3) Давлением за турбиной p_2 .

Методы повышения КПД цикла Ренкина:

1) *Повышение давления пара перед турбиной p_1* . С увеличением давления p_1 при постоянных T_1 и p_2 полезная работа цикла возрастает, соответственно увеличивается КПД.

2) *Повышение температуры пара перед турбиной T_1* . Как правило применяется комбинирование повышения температуры с повышением давления пара перед турбиной p_1 . Повышение начальных параметров пара определяется уровнем развития металлургии, поставляющей материалы для котлов и турбин. Получение пара с температурой 535-565 °С стало возможным лишь благодаря применению низколегированных сталей, из которых изготавливаются пароперегреватели и горячие части турбин. Переход на более высокие параметры (580-650 °С) требует применения дорогостоящих высоколегированных (*аустенитных*) сталей

3) *Уменьшение давления пара за турбиной p_2* . В результате уменьшается средняя температура отвода теплоты при почти неизменной T_1 , полезная работа цикла возрастает, соответственно увеличивается КПД. Давление за турбиной определяется температурой охлаждающей воды в конденсаторе. Температура насыщенного пара в конденсаторе составляет обычно 25 - 35 °С, а абсолютное давление этого пара соответственно 3 – 5 кПа. Дальнейшее снижение p_2 , ограничено отсутствием естественных охладителей с более низкой температурой.

1.30. Теплофикация

Теплофикация – комбинированная выработка на ТЭС электроэнергии и теплоты для бытовых и технологических нужд за счет отбора и использования отработавшего пара на базе централизованного теплоснабжения.

Имеется возможность повысить эффективность паросиловой установки путем увеличения, а не уменьшения давления и температуры за турбиной до такой величины, чтобы отбросную теплоту (которая составляет более половины всего количества теплоты, затраченной в цикле) можно было использовать для отопления, горячего водоснабжения и различных технологических процессов (рис. 1.28).

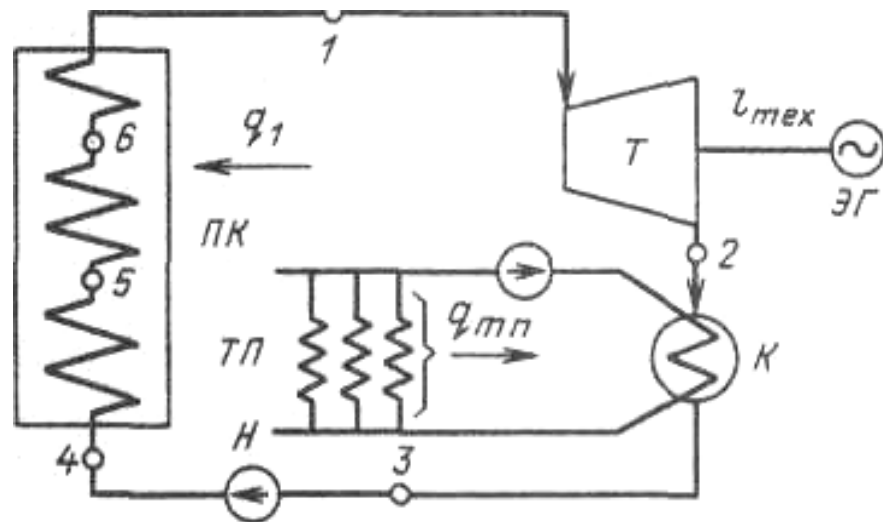


Рис. 1.28. Схема установки для совместной выработки тепловой и электрической энергии:

ПК - паровой котел; Т - паровая турбина; К - конденсатор-подогреватель; Н - насос; ТП - тепловой потребитель

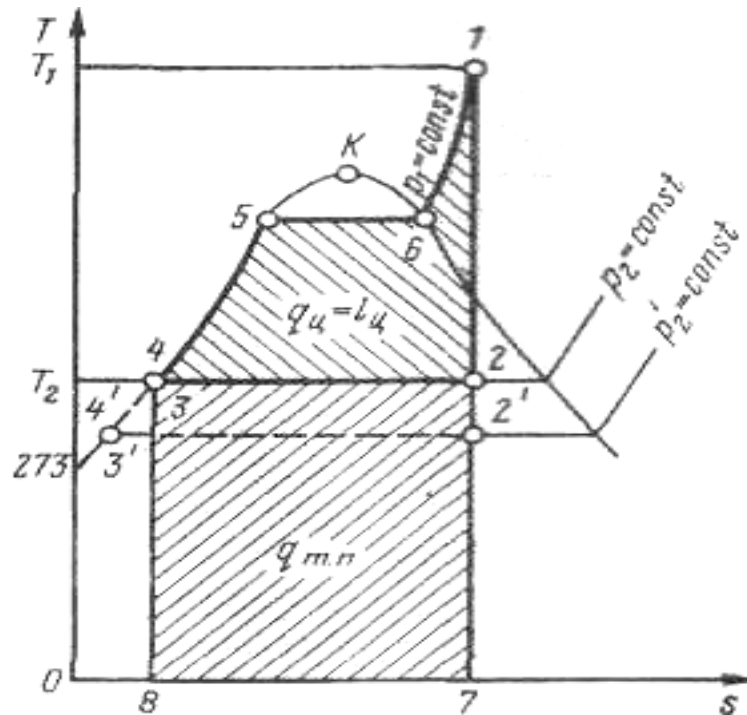


Рис. 1.29. Теплофикационный цикл в T - s диаграмме

С этой целью охлаждающая вода, нагретая в конденсаторе K , не выбрасывается в водоем, как в чисто конденсационном цикле, а прогоняется через отопительные приборы теплового потребителя $ТП$. Охлаждаясь в них, отдает полученную в конденсаторе теплоту. В результате станция, работающая по такой схеме, одновременно вырабатывает и электрическую энергию, и теплоту. Такая станция называется *теплоэлектроцентралью (ТЭЦ)*.

Охлаждающую воду можно использовать для отопления лишь при том условии, что ее температура не ниже $70 - 100$ °С. Температура пара в конденсаторе (подогревателе) K должна быть хотя бы на $10 - 15$ °С выше. В большинстве случаев она получается больше 100 °С, а давление насыщенного пара p_2 при этой температуре выше атмосферного. Поэтому турбины, работающие по такой схеме, называются турбинами с противодавлением. Итак, давление за турбиной с противодавлением получается обычно не менее $0,1 - 0,15$ МПа вместо

около 4 кПа за конденсационной турбиной. Это приводит к уменьшению работы пара в турбине и соответствующему увеличению количества отбросной теплоты. Это видно на рис. 1.29 где полезно использованная теплота q_u в конденсационном цикле изображается площадью $1-2'-3'-4'-5-6$, а при противодавлении - площадью $1-2-3-4-5-6$. Площадь $2-2'-3'-4$ дает уменьшение полезной работы из-за повышения давления за турбиной с p_2' до p_2 .

Пар с давлением 0,1 – 0,2 МПа используют для отопления и ГВС. Пар с давлением 0,15 – 0,5 МПа используют для технологических целей.

Термический КПД установки с противодавлением получается ниже, чем конденсационной установки, т. е. в электроэнергию превращается меньшая часть теплоты топлива. Зато общая степень использования этой теплоты становится значительно большей, чем в конденсационной установке. В идеальном цикле с противодавлением теплота, затраченная в котлоагрегате на получение пара (площадь $1-7-8-4-5-6$), полностью используется потребителями. Часть ее (площадь $1-2-4-5-6$) превращается в механическую или электрическую энергию, а часть (площадь $2-7-8-4$) отдается тепловому потребителю в виде теплоты пара или горячей воды.

При установке турбины с противодавлением каждый килограмм пара совершает полезную работу $l_{mex} = h_1 - h_2$ и отдает тепловому потребителю количество теплоты $q_{mn} = h_2 - h_2^I$

Степень использования теплоты в теплофикационной установке возрастает:

$$K = \frac{(l + q_2)}{q_1}.$$

Мощность установки по выработке электроэнергии

$N_o = (h_1 - h_2)D$ и ее тепловая мощность $Q_{тп} = (h_2 - h_2')D$ пропорциональны расходу пара D , т. е. жестко связаны. Это неудобно на практике, ибо графики потребности в электроэнергии и теплоте почти никогда не совпадают.

Чтобы избавиться от такой жесткой связи, на станциях широко применяют турбины с регулируемым промежуточным отбором пара (рис. 1.30).

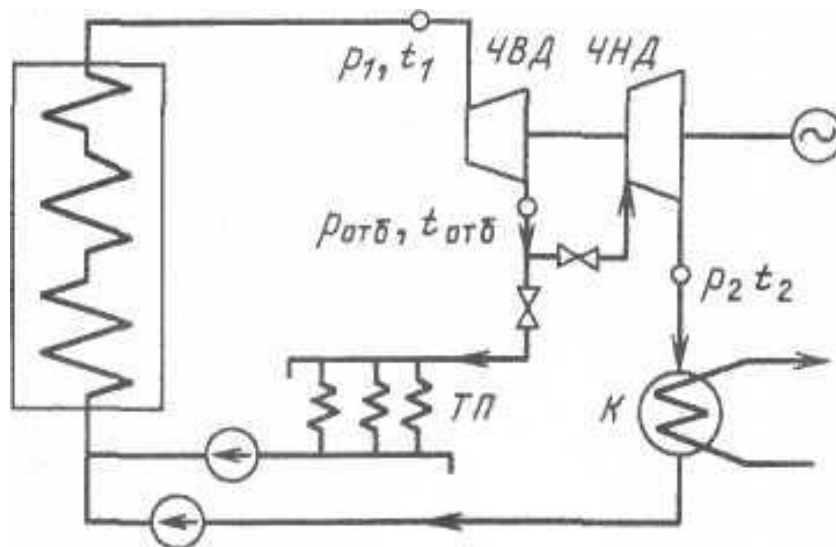


Рис. 1.30. Установка турбины с регулируемым отбором пара

Такая турбина состоит из двух частей: части высокого давления (ЧВД), в которой имр расширяется от давления p_1 до давления $p_{отб}$, необходимого для теплового потребителя, и части низкого давления (ЧНД), где пар расширяется до давления p_2 в конденсаторе. Через ЧВД проходит весь пар, вырабатываемый котлоагрегатом. Часть его $D_{отб}$ (при давлении $p_{отб}$) отбирается и поступает к тепловому потре-

бителю ТП. Остальной пар в количестве D_K проходит через ЧНД в конденсатор K . Регулируя соотношения между $D_{отб}$ и D_K , можно независимо менять как тепловую, так и электрическую нагрузки турбины с промежуточным отбором, чем и объясняется их широкое распространение на ТЭЦ. При необходимости предусматриваются два и более регулируемых отбора с разными параметрами пара.

Наряду с регулируемыми каждая турбина имеет еще несколько нерегулируемых отборов пара, используемых для регенеративного подогрева питательной воды, существенно повышающего термический КПД цикла.

1.31. Цикл газотурбинных установок (ГТУ)

Основными недостатками поршневых двигателей внутреннего сгорания являются ограниченность их мощности и невозможность адиабатного расширения рабочего тела до атмосферного давления, которые отсутствуют в газотурбинных установках. ГТУ рабочим телом являются продукты сгорания жидкого или газообразного топлива.

На рис. 1.31 дана схема *простейшей газотурбинной установки со сгоранием топлива при постоянном давлении*. Топливным насосом 5 и компрессором 4 топливо и воздух через форсунки 6 и 7 поступают в камеру сгорания 1. Из камеры продукты сгорания направляются в комбинированные сопла 2, где они расширяются, и поступают на лопатки газовой турбины 3.

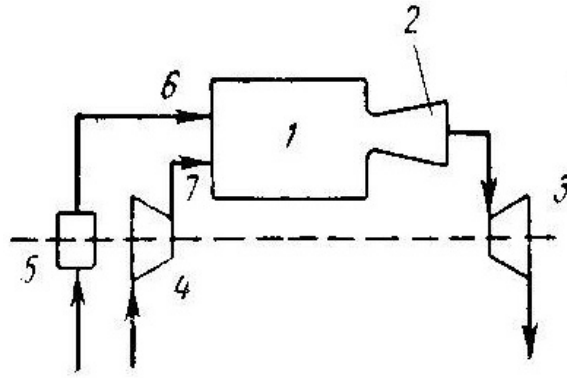


Рис. 1.31. Схема простейшей газотурбинной установки со сгоранием топлива при постоянном давлении

На рис. 1.32 представлен идеальный цикл ГТУ на $P-v$ и $T-s$ диаграммах.

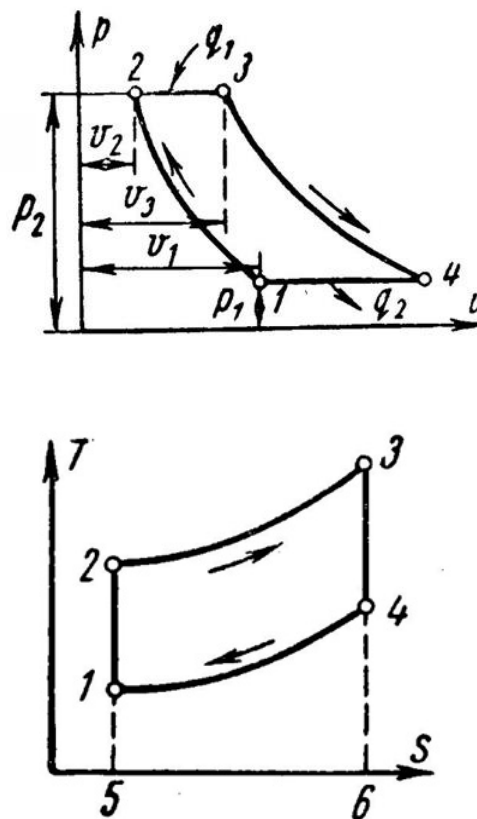


Рис. 1.32. Идеальный цикл ГТУ на $P-v$ и $T-s$ диаграммах

1-2 - адиабатное сжатие до давления p_2 ; 2-3 – подвод теплоты q_1 при постоянном давлении p_2 (сгорание топлива); 3-4 – адиабатное расширение до первоначального давления p_1 ; 4-1 – охлаждение рабочего тела при постоянном давлении p_1 (отвод теплоты q_2)

Характеристиками цикла являются:

1) Степень повышения давления: $\lambda = \frac{P_2}{P_1}$;

2) Степень изобарного расширения: $\rho = \frac{v_3}{v_2}$;

3) Работа турбины: $l_m = h_3 - h_4$;

4) Работа компрессора: $l_k = h_2 - h_1$;

5) Полезная работа ГТУ равна разности работ турбины и компрессора: $l_{ГТУ} = l_m - l_k$;

6) Термический к.п.д. цикла ГТУ имеет вид: $\eta_t = 1 - \frac{1}{\lambda^{\frac{k}{k-1}}}$;

7) Теоретическая мощность газовой турбины, компрессора и установки (ГТУ):

$$N_m = \frac{l_m \cdot D}{3600} = \frac{(h_3 - h_4) \cdot D}{3600},$$
$$N_k = \frac{l_k \cdot D}{3600} = \frac{(h_2 - h_1) \cdot D}{3600},$$
$$N_{ГТУ} = \frac{l_{ГТУ} \cdot D}{3600} = \frac{[(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)] \cdot D}{3600}.$$

Действительный цикл ГТУ отличается от теоретического наличием потерь на трение и вихреобразование в турбине и компрессоре. Эффективными методами повышения экономичности газотурбинных установок являются: регенерация теплоты, ступенчатое сжатие и расширение рабочего тела и пр.

1.32. Парогазовый цикл

В любом цикле вся теплота горячего источника q_1 , не превращенная в работу l_u отдается холодному источнику q_2 . В цикле ГТУ она фактически выбрасывается в атмосферу вместе с продуктами сгорания, имеющими достаточно высокую температуру (400 °С и выше). Конечно, теплоту этих газов можно использовать для целей теплофикации, однако высокий ее потенциал (большая работоспособность) позволяет применить ее и для производства энергии в комбинированном цикле.

рованных установках.

Комбинированные установки, в которых одновременно используются два рабочих тела: газ и пар, называются *парогазовыми*. Простейшая схема парогазовой установки показана на рис. 1.33, а цикл ее - на рис. 1.34.

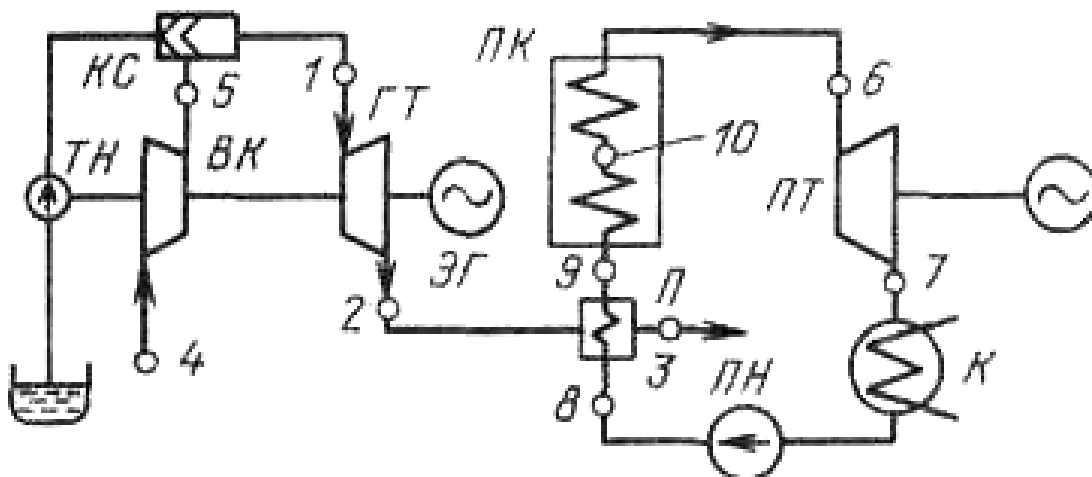


Рис. 1.33. Схема простейшей парогазовой установки:

ГТ - газовая турбина; ЭГ - электрогенератор; ПК - паровой котел; ПН - питательный насос; К - конденсатор; ПТ - паровая турбина; ВК - воздушный компрессор; КС - камера сгорания; ТН - топливный насос; П - подогреватель

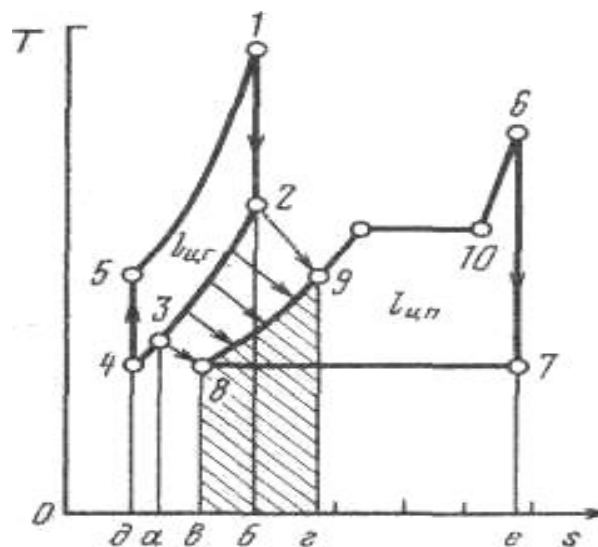


Рис. 1.34. Цикл простейшей парогазовой установки

Горячие газы, уходящие из газовой турбины после совершения в ней работы, охлаждаются в подогревателе *П*, нагревая питательную воду, поступающую в паровой котел. В результате уменьшается расход теплоты (топлива) на получение пара в котле, что приводит к повышению эффективности комбинированного цикла по сравнению с этими же циклами, осуществляемыми отдельно. Мощности и параметры газотурбинной и паротурбинной установок выбираются таким образом, чтобы количество теплоты, отданной в подогревателе *П* газами, равнялось количеству теплоты, воспринятой питательной водой. Это определяет соотношение между расходами газа и воды через подогреватель *П*. Цикл комбинированной установки (рис. 1.34) строится для 1 кг водяного пара и соответствующего количества газа, приходящегося на 1 кг воды.

В цикле газотурбинной установки подводится теплота, равная площади *1-б-3-5*, и получается полезная работа $l_{ц.г}$, равная площади *1-2-3-4-5*. В цикле паротурбинной установки, при его отдельном осуществлении количество подведенной теплоты равно площади *б-е-в-8-9-10*, а полезная работа $l_{ц.п}$ - площади *б-7-8-9-10*. Теплота отработавших в турбине газов, равная площади *2-б-д-4*, при отдельном осуществлении обоих циклов выбрасывается в атмосферу. В парогазовом цикле теплота, выделяющаяся при охлаждении газов по линии *2-3* и равная площади *2-б-а-3*, не выбрасывается в атмосферу, а используется на подогрев питательной воды по линии *8-9* в подогревателе *П*. Теплота, затрачиваемая на образование пара в котле, уменьшается на количество, равное заштрихованной площадке *9-г-в-8*, а эффективность комбинированного цикла увеличивается, поскольку суммарная полезная работа обоих циклов $l_{ц.г} + l_{ц.п}$ одинакова при совместном и отдельном их осуществлении.

В различных технологических схемах возможны другие варианты парогазовых установок, позволяющих использовать теплоту, выделяющуюся в технологическом процессе для получения механической энергии, чаще всего потребляемой в этих же схемах, на привод компрессоров, насосов и т. д.

1.33. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

Чтобы исключить эксергетические потери за счет неравновесного теплообмена с горячим источником теплоты, целесообразно использовать в качестве рабочего тела газы, получающиеся при сгорании топлива. Это удастся осуществить в двигателе внутреннего сгорания (ДВС), сжигая топливо непосредственно в его цилиндрах.

Теоретический цикл ДВС состоит из адиабатного сжатия $1-2$ рабочего тела в цилиндре, изохорного $2-3$ или изобарного $2-7$ подвода теплоты, адиабатного расширения $3-4$ или $7-4$ и изохорного отвода теплоты $4-1$ (рис. 1.35).

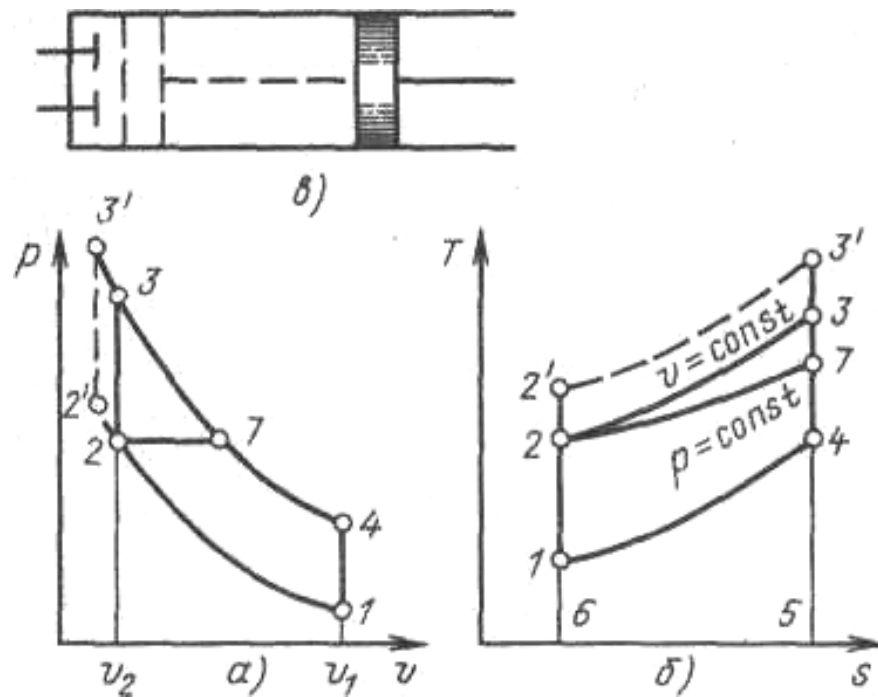


Рис. 1.35. Циклы ДВС

$a-1$ (1 такт) – в цилиндр через всасывающий клапан поступает смесь воздуха и паров горючего (нетермодинамический процесс); $1-2$ (2 такт) – адиабатное сжатие (повышается температура); $2-3$ – сгорание горючей смеси, давление быстро возрастает при постоянном объеме (подвод теплоты q_1); $3-4$ (3 такт) – адиабатное расширение (рабочий процесс, совершается полезная работа); $4-a$ – открывается выхлопной клапан и отработанные газы покидают цилиндр давление цилиндра падает (отводится тепло q_2). $1-a$ (4 такт) – выталкивание оставшихся в цилиндре газов. Затем процесс повторяется.

Описанный процесс является необратимым (наличие трения, химической реакции в рабочем теле, конечные скорости поршня, теплообмен при конечной разности температур и т.п.).

В реальных двигателях подвод теплоты осуществляется путем сжигания топлива. Если пары бензина перемешаны с необходимым

для горения воздухом до попадания в цилиндр, смесь сгорает в цилиндре практически мгновенно. Подвод теплоты оказывается близким к изохорному. Если же в цилиндре сжимается только воздух и уже затем впрыскивается топливо, то его подачу можно отрегулировать таким образом, чтобы давление в процессе сгорания оставалось приблизительно постоянным, и условно можно говорить об изобарном подводе теплоты.

Чтобы не делать цилиндр двигателя очень длинным, а ход поршня слишком большим, расширение продуктов сгорания в ДВС осуществляют не до атмосферного давления p_1 , а до более высокого давления p_4 , а затем открывают выпускной клапан и выбрасывают горячие (с температурой T_4) продукты сгорания в атмосферу. Избыточное давление $p_4 - p_1$ при этом теряется бесполезно. В идеальном цикле этот процесс заменяется изобарным отводом теплоты $4-1$.

Отношение полного объема цилиндра к объему камеры сгорания называется *степенью сжатия двигателя* ε . Применительно к идеальному циклу (см. рис. 1.35)

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}.$$

Степень сжатия является основным параметром, определяющим термический КПД цикла.

Рассмотрим два цикла с одинаковыми точками 1 и 4 , один из которых ($1-2'-3'-4'$) имеет большую степень сжатия ε , чем другой ($1-2-3-4$). Большему значению ε соответствует более высокая температура в конце сжатия $1-2$. Следовательно, изохора $2'-3'$ расположена в T, s -диаграмме выше, чем изохора $2-3$. Из рис. 1.35 б, видно, что количество теплоты q_1 , подведенной в цикле $1-2'-3'-4'$ (площадь $2'-3'-5-6$), больше, чем количество теплоты, подведенной в цикле $1-2-3-4$ (пло-

щадь 2-3-5-6). Количество отведенной теплоты q_2 в обоих циклах одинаково (площадь 4-5-6-1). Следовательно, термический КПД $\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$ больше в цикле 1-2'-3'-4.

Термический КПД цикла двигателя внутреннего сгорания увеличивается с ростом степени сжатия ε . Нетрудно получить аналитическую зависимость η_t от ε , например, для цикла со сгоранием при $\nu = \text{const}$. При постоянной теплоемкости

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v \cdot (T_4 - T_1)}{c_v \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right) \cdot T_1}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right) \cdot T_2}.$$

При одинаковых показателях адиабаты k процессов сжатия и расширения

$$\frac{T_3}{T_4} = \frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^{k-1}$$

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1} = \varepsilon^{k-1}$$

Тогда для рассматриваемого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

1.34. Термодинамический анализ процессов в компрессорах

Компрессор – это устройство, предназначенное для сжатия и перемещения газов.

Принцип действия поршневого компрессора (рис. 1.36): при движении поршня слева направо давление в цилиндре становится меньше давления p_1 открывается всасывающий клапан. Цилиндр заполняется газом. Всасывание изображается на индикаторной диа-

грамме 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 p_1 . Нагнетательный клапан открывается, и газ выталкивается поршнем в сеть (линия 2-3). Затем нагнетательный клапан закрывается, и все процессы повторяются.

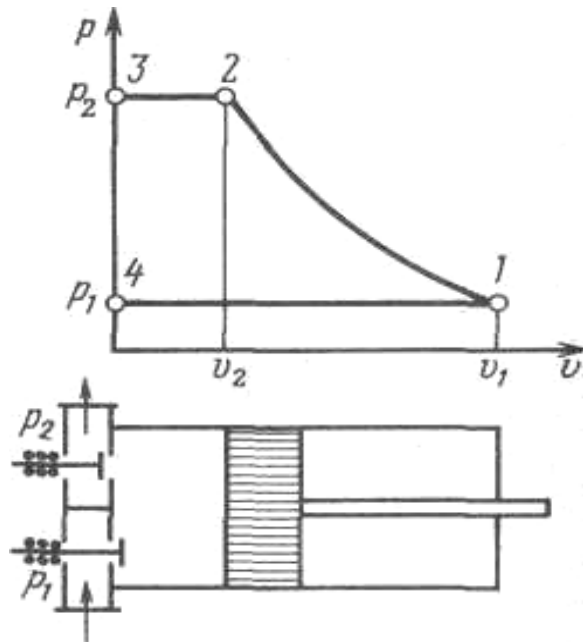


Рис. 1.36. Индикаторная диаграмма идеального поршневого компрессора

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 ($-l_{mex}$), которую производит двигатель, вращающий вал компрессора. Обозначим ее через $l_k (l_k = -l_{mex})$.

$$l_k = \int_{p_1}^{p_2} v dp$$

На индикаторной диаграмме l_k изображается площадью 4-3-2-1. Техническая работа, затрачиваемая в компрессоре, зависит от характера процесса сжатия.

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 $n = 1,18 - 1,2$, поскольку достичь, значения $n = 1$ не удастся.

Считая газ идеальным, из уравнения политропы получаем

$$v = \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot v_1 \quad \text{и}$$

$$l_k = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot v_1 dp = \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{(n-1)}{n}} - 1 \right].$$

Если обозначить расход газа в компрессоре через m , кг/с, то теоретическая мощность привода компрессора определится из уравнения

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

Многоступенчатое сжатие. Для получения газа высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры (рис. 1.37), в которых процесс сжатия осуществляется в нескольких последовательно соединенных цилиндрах с промежуточным охлаждением газа после каждого сжатия.

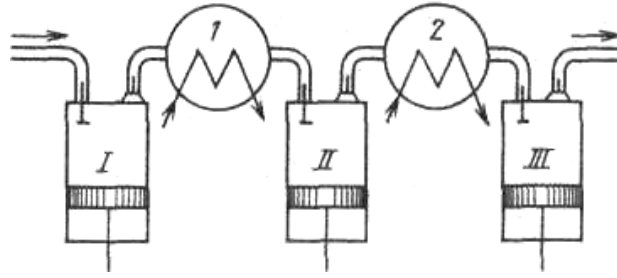


Рис. 1.37. Схема многоступенчатого компрессора:

I - III — ступени сжатия; 1, 2 — промежуточные холодильники.

Индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора изображена на рис. 1.38.

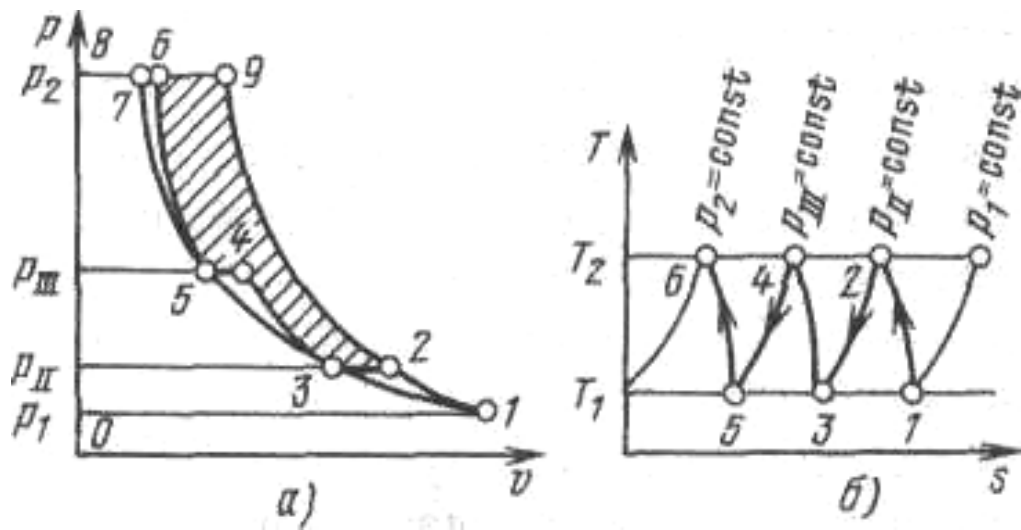


Рис. 1.38. Индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора

В первой ступени компрессора газ сжимается по политропе до давления p_{II} , 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, делают небольшим. Это позволяет считать процесс охлаждения газа изобарным. После холодильника газ поступает во вторую ступень и сжимается по политропе до p_{III} , 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, поэтому работа, затрачиваемая на сжатие газа, оказывается больше.

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

$$\eta_{ад} = \frac{l_{ад}}{l_{кд}}$$

где $l_{ад}$ - работа при равновесном, адиабатном сжатии, вычисленная при $n = k$;

$l_{кд}$ - работа, затраченная в реальном компрессоре при сжатии 1 кг газа.

Для характеристики охлаждаемых компрессоров используют изотермический КПД

$$\eta_{из} = \frac{l_{из}}{l_{кд}}$$

где $l_{из}$ - работа равновесного сжатия в изотермическом процессе, подсчитанная при $n = 1$.

Глава 2. Теплопередача

2.1. Способы передачи теплоты

Теплопроводность - молекулярный перенос теплоты в телах (или между ними), обусловленный переменностью температуры в рассматриваемом пространстве.

Конвекция - процесс переноса теплоты при перемещении объемов жидкости или газа в пространстве из области с одной температурой в область с другой температурой. *Конвекция* возможна только в текучей, среде. При этом перенос теплоты неразрывно связан с переносом самой среды.

Тепловое излучение - процесс распространения теплоты с помощью электромагнитных волн, обусловленный только температурой и оптическими свойствами излучающего тела; при этом внутренняя энергия тела (среды) переходит в энергию излучения.

В природе и технике элементарные процессы распространения

теплоты - теплопроводность, конвекция и тепловое излучение - очень часто происходят совместно.

Конвективный теплообмен - совместный процесс переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью. Он может быть вынужденным и свободным. *Вынужденный* – если движение рабочего тела вызвано искусственно (вентилятор, компрессор, насос и т.п.). *Свободный (естественный)* – если движение рабочего тела возникает под влиянием разности плотностей отдельных частей жидкости от нагревания.

Конвективная теплоотдача (теплоотдача) - конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью твердого тела.

Процессы теплопроводности и конвективного теплообмена могут сопровождаться теплообменом излучением.

Радиационно-кондуктивный теплообмен - теплообмен, обусловленный совместным переносом теплоты излучением и теплопроводностью.

Радиационно-конвективный теплообмен - перенос теплоты излучением, теплопроводностью и конвекцией.

Сложный теплообмен – совокупность всех трех видов переноса теплоты.

Теплопередача - процесс передачи теплоты от горячей жидкости к холодной через разделяющую их стенку.

2.2. Количественные характеристики переноса теплоты

Плотность теплового потока - количество теплоты, передаваемой в единицу времени через единичную площадь поверхности. Обо-

значается $-q$, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$. Характеризует интенсивность переноса теплоты.

Тепловой поток - количество теплоты, передаваемой в единицу времени через произвольную площадь поверхности F . Обозначается – Q , Вт.

$$Q = q \cdot F . \quad (2.1)$$

2.3. Основной закон теплопроводности

Согласно основному *закону теплопроводности* - *закону Фурье* (1822 г.), вектор плотности теплового потока, передаваемого теплопроводностью, пропорционален градиенту температуры:

$$\bar{q} = -\lambda \cdot \text{grad} t , \quad (2.2)$$

где λ - коэффициент теплопроводности вещества, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$.

Знак минус в уравнении указывает на то, что вектор q направлен противоположно вектору $\text{grad} t$, т. е. в сторону наибольшего уменьшения температуры.

2.4. Коэффициент теплопроводности

Коэффициент теплопроводности λ характеризует способность данного вещества проводить теплоту.

Численно коэффициент теплопроводности $\lambda = \frac{\bar{q}}{\text{grad} t}$ равен плотности теплового потока при градиенте температуры 1 К/м.

Коэффициент теплопроводности в газах зависит в основном от скорости движения молекул, которая в свою очередь возрастает с увеличением температуры и уменьшением массы молекул. Соответственно с возрастанием температуры λ возрастает. Наибольшей теп-

лопроводностью обладает легкий газ – водород, гелий. При комнатных условиях коэффициент теплопроводности водорода $\lambda \approx 0,2$ Вт/(м К). У более тяжелых газов теплопроводность меньше - у воздуха $\lambda \approx 0,025$ Вт/(м К), у диоксида углерода $\lambda \approx 0,02$ Вт/(м К). λ для газов лежит в диапазоне от 0,006 до 0,6 Вт/(м К). В реальных газах λ также зависит от давления.

Коэффициент теплопроводности в металлах. Теплопроводность обеспечивается главным образом за счет теплового движения электронов («электронного газа»), которые более чем в 3000 раз легче молекул самого легкого газа - водорода. Соответственно и теплопроводность металлов много выше, чем газов. Наибольшим коэффициентом теплопроводности обладают чистые серебро и медь $\lambda \approx 400$ Вт/(м К). Для углеродистых сталей $\lambda \approx 50$ Вт/(м К).

Коэффициент теплопроводности у жидкостей (неметаллов), как правило, меньше 1 (0,07-0,7 Вт/(м-К)). Механизм распространения теплоты в жидкостях можно представить как перенос энергии путем нестройных упругих колебаний. С возрастанием температуры λ уменьшается. Вода является одним из лучших жидких проводников теплоты, для нее $\lambda \approx 0,6$ Вт/(м К). У воды в диапазоне температур от 0 до 127 °С теплопроводность повышается, а при дальнейшем повышении температуры уменьшается. При повышении давления λ возрастает.

Коэффициент теплопроводности неметаллических твердых материалов обычно ниже 10 Вт/(м К).

Коэффициент теплопроводности теплоизоляторов $\lambda < 0,25$ Вт/(м К). Пробка, различные волокнистые наполнители типа ваты.

Значительное влияние на коэффициент теплопроводности могут оказывать температура, давление, а у пористых материалов еще и

ВЛАЖНОСТЬ.

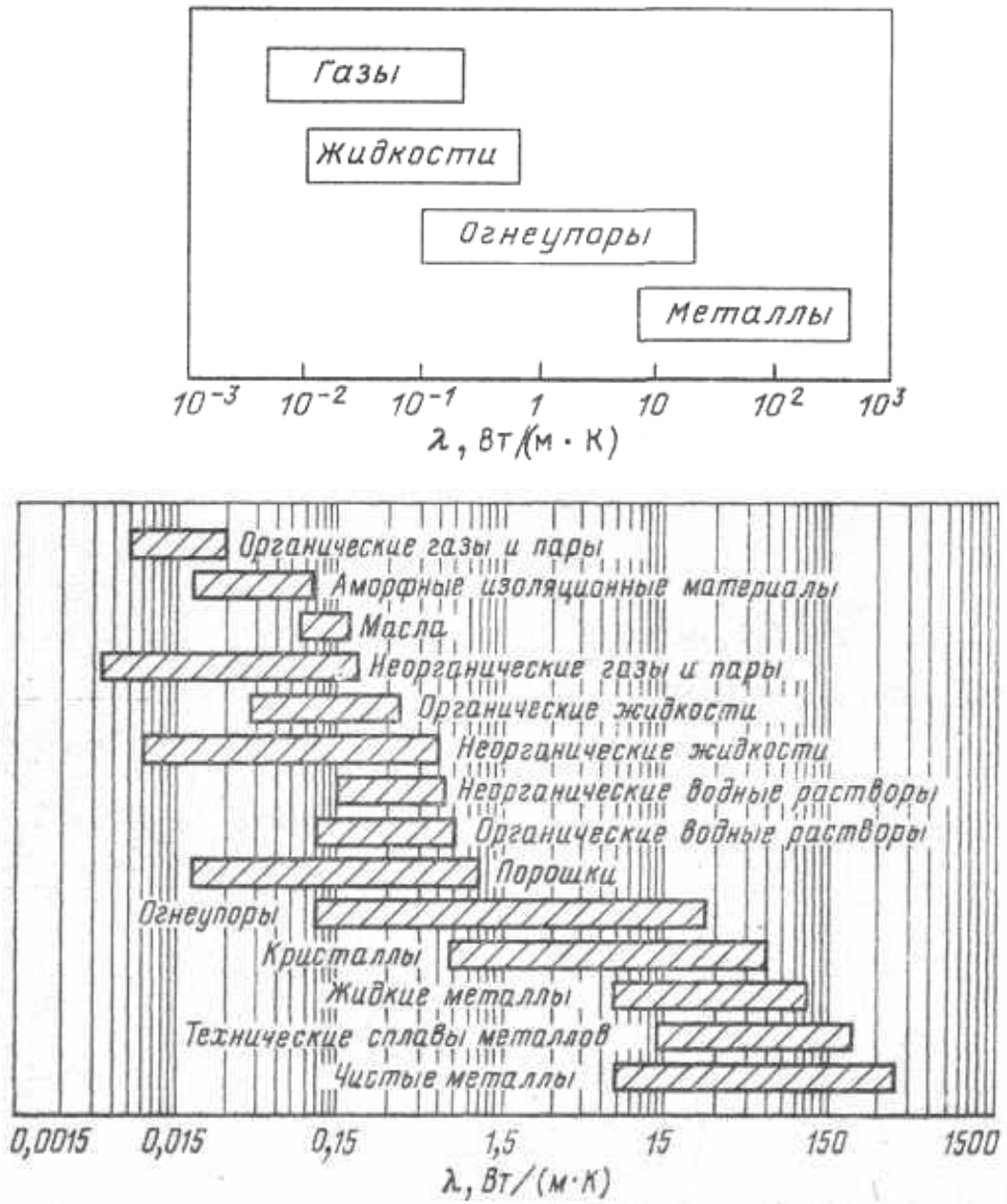


Рис. 2.1. Интервалы значений коэффициента теплопроводности различных веществ

2.5. Перенос теплоты теплопроводностью при стационарном режиме

Однородная плоская стенка

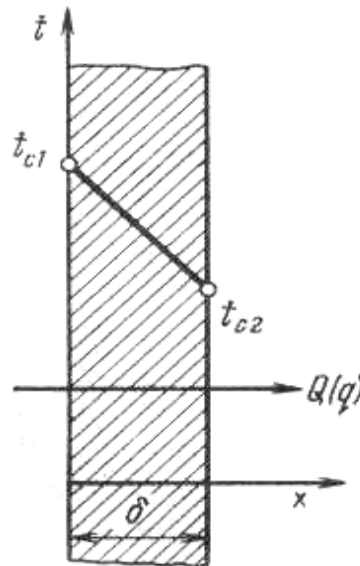


Рис. 2.2. Стационарное распределение температуры по толщине однородной плоской стенки

Простейшей и очень распространенной задачей, решаемой теорией теплообмена, является определение плотности теплового потока, передаваемого через плоскую стенку толщиной δ , на поверхностях которой поддерживаются температуры t_{c1} и t_{c2} (рис. 2.2). Температура изменяется только по толщине пластины — по одной координате x . Такие задачи называются одномерными, решения их наиболее просты, и в данном курсе мы ограничимся рассмотрением только одномерных задач. В стационарных условиях, когда энергия не расходуется на нагрев, плотность теплового потока неизменна по толщине стенки. В большинстве практических задач приближенно предполагается, что коэффициент теплопроводности λ не зависит от температуры и оди-

наков по всей толщине стенки.

Значение λ находят в справочниках при температуре

$$\bar{t} = 0,5(t_{c1} + t_{c2})$$

средней между температурами поверхностей стенки. Зависимость для расчета плотности теплового потока:

$$q = \frac{(t_{c1} - t_{c2}) \cdot \lambda}{\delta}$$

или

$$Q = q \cdot F = \frac{(t_{c1} - t_{c2}) \cdot \lambda \cdot F}{\delta}.$$

Отношение $\lambda F/\delta$ называется *тепловой проводимостью* стенки, а обратная величина $\delta/(\lambda F)$ *термическим сопротивлением* стенки и обозначается R_λ . Пользуясь понятием термического сопротивления, формулу для расчета теплового потока можно представить в виде

$$Q = qF = \frac{(t_{c1} - t_{c2})}{R_\lambda}.$$

Многослойная плоская стенка

Термическое сопротивление такой стенки равно сумме термических сопротивлений отдельных слоев:

$$R_\lambda = \sum_{i=1}^n R_{\lambda i} = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{F\lambda_i}.$$
$$Q = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda i}} = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{F\lambda_i}}.$$

Обобщенная формула для расчета температуры t_C за любым слоем:

$$t_{C(k+1)} = t_{C1} - Q \sum_{i=1}^k R_{\lambda i} .$$

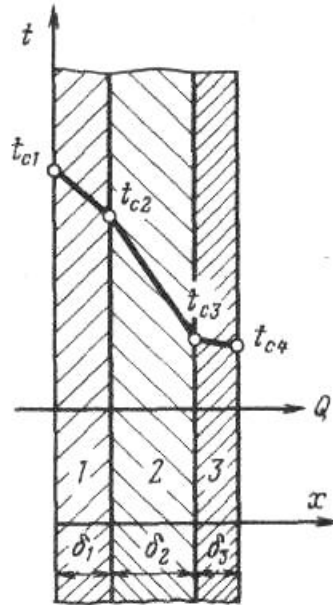


Рис. 2.3. Стационарное распределение температуры по толщине многослойной плоской стенки

Цилиндрическая стенка

Задача о распространении теплоты в цилиндрической стенке при известных и постоянных температурах на внутренней и наружной поверхностях, также одномерная, если ее рассматривать в цилиндрических координатах. Температура изменяется только вдоль радиуса (по координате r), а по длине трубы и по ее периметру остается неизменной.

У внутренней поверхности, где кривизна стенки больше, температура меняется резче, чем у наружной.

Тепловой поток через цилиндрическую стенку:

$$Q = \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot l} \ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{t_{C1} - t_{C2}}{R_{\lambda}} .$$

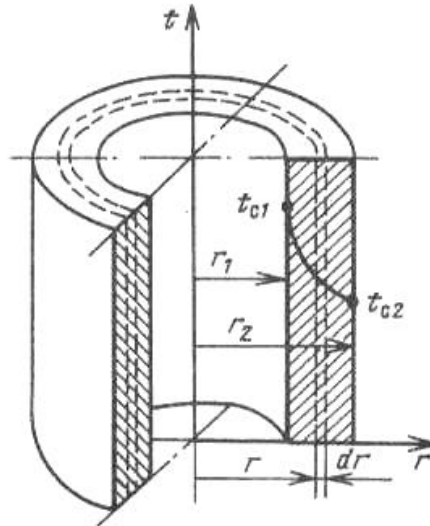


Рис. 2.4. Стационарное распределение температуры по толщине однослойной цилиндрической стенки

Термическое сопротивление для цилиндрической стенки имеет вид:

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

Для определения теплового потока через многослойную цилиндрическую стенку следует, как и для многослойной плоской стенки, просуммировать термические сопротивления отдельных слоев:

$$Q = \frac{t_{C1} - t_{C(n+1)}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda i}} = \frac{t_{C1} - t_{C(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i \cdot l} \ln \frac{d_{(i+1)}}{d_i}}.$$

Расчет температур на границах слоев в данном случае осуществляется так же, как для многослойной плоской стенки.

2.6. Основной закон конвективного теплообмена

Согласно закону *Ньютона* (1643 - 1717) и *Рихмана* (1711 - 1753 гг.) тепловой поток в процессе теплоотдачи пропорционален площади поверхности теплообмена F и разности температур поверхности t_c и жидкости $t_{ж}$:

$$Q = \alpha \cdot F \cdot |t_c - t_{ж}|, \quad (2.3)$$

где α - коэффициент теплоотдачи, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$.

Коэффициент теплоотдачи характеризует интенсивность процесса теплоотдачи. Численное значение его равно тепловому потоку от единичной поверхности теплообмена при разности температур поверхности и жидкости в 1 К.

Коэффициент теплоотдачи обычно определяют экспериментально, измеряя тепловой поток Q и разность температур Δt в процессе теплоотдачи от поверхности известной площади F . Затем по формуле рассчитывают α .

Основная трудность, возникающая при экспериментальном исследовании конвективного теплообмена, заключается в том, что коэффициент теплоотдачи зависит от многих параметров. Например, при продольном обтекании пластины $\bar{\alpha} = f_1(l, \omega_{ж}, \lambda, c, \rho, \nu)$.

2.7. Критерии подобия

Каждый из безразмерных параметров имеет определенный физический смысл. Их принято обозначать первыми буквами фамилий ученых, внесших существенный вклад в изучение процессов теплопереноса и гидродинамики, и называть в честь этих ученых.

Число Нуссельта (1887 - 1957 гг.):

$$\bar{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot l}{\lambda} \text{ или } \bar{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda},$$

представляет собой безразмерный коэффициент теплоотдачи. Характеризует теплообмен на границе стенка-жидкость.

Число Рейнольдса (1842 - 1912):

$$Re = \frac{w_{ж} \cdot l}{\nu} \text{ или } Re = \frac{w_{ж} \cdot d}{\nu},$$

выражает отношение сил инерции (скоростного напора), к силам вязкого трения.

где $w_{ж}$ – скорость жидкости, м/с;

ν – кинематическая вязкость жидкости, м²/с.

Число Прандтля (1875 - 1953):

$$Pr = \frac{\nu}{a},$$

состоит из величин, характеризующих теплофизические свойства вещества и по существу само является теплофизической константой вещества.

Где a – коэффициент температуропроводности жидкости, $\frac{м^2}{К}$, является мерой теплоинерционных свойств.

Число Грасгофа:

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot (t_c - t_{ж}) \cdot l^3}{\nu^2} \text{ или } Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot (t_c - t_{ж}) \cdot d^3}{\nu^2},$$

характеризует отношение подъемной силы, возникающей вследствие теплового расширения жидкости, к силам вязкости.

где β - коэффициент объемного расширения, $\frac{1}{К}$;

g – ускорение свободного падения, $\frac{м}{с^2}$.

$$Nu = f(X; Re; Gr; Pr).$$

Nu – определяемое число, состоит из зависимых переменных.

Gr , Re , Pr – определяющие числа, состоят из независимых переменных.

2.8. Теплоотдача при вынужденном движении теплоносителя

Продольное обтекание пластины. Если на всей пластине режим течения в пограничном слое ламинарный ($Re = \frac{w_{жс} \cdot l}{\nu} < 5 \cdot 10^5$), то

$$\overline{Nu}_{жс} = 0,66 Re_{жс}^{0,5} Pr_{жс}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}.$$

Если же $Re \gg 5 \cdot 10^5$, т.е. почти на всей длине пластины режим течения жидкости в пограничном слое турбулентный, то

$$\overline{Nu}_{жс} = 0,037 Re_{жс}^{0,8} Pr_{жс}^{0,43} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}.$$

Поперечное обтекание одиночной трубы и пучка труб (рис. 2.5). При поперечном обтекании одиночной круглой трубы спокойным, нетурбулизированным потоком:

$$\overline{Nu} = (0,43 + C + C_{ж}^n Pr_{жс}^{0,38}) \varepsilon_{\varphi}.$$

Коэффициент ε_{φ} учитывает угол между направлением течения потока и осью трубы. Параметры теплоносителя в формуле соответствуют условиям набегающего потока, определяющим размером является наружный диаметр трубы.

Таблица 2.1. Значения коэффициента C и показателя степени n в зависимости от критерия $Re_{жс}$

$Re_{жс}$	$1 - 4 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3 - 4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^5$
C	0,55	0,2	0,027
n	0,5	0,62	0,8

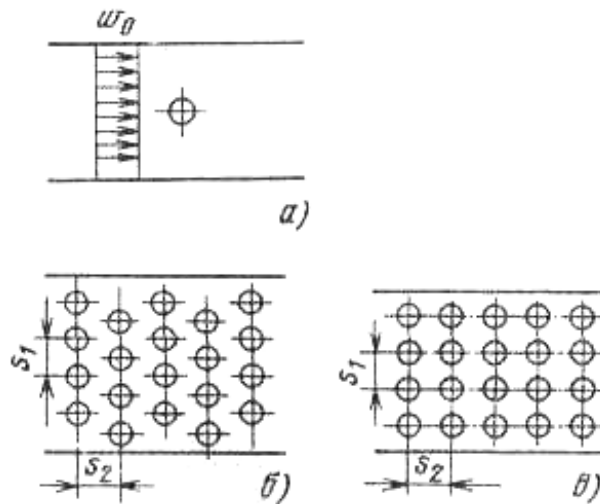


Рис. 2.5. Расположение труб при поперечном обтекании:

a – одиночной трубы; *б* – шахматный пучок; *в* – коридорный пучок.

Коэффициент теплоотдачи при поперечном обтекании таких пучков в интервале $Re = 10^3-10^5$ можно рассчитывать по формуле:

$$\overline{Nu}_{ж} = C \cdot Re_{ж}^n \cdot Pr_{ж}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_{\varphi} \cdot \varepsilon_s.$$

Для шахтных пучков $C = 0,41$; $n = 0,6$, для коридорных $C = 0,26$; $n = 0,65$. Определяющим размером является наружный диаметр труб, определяющей температурой - среднее значение между температурами жидкости от пучка и после него. Скорость $\omega_{ж}$ рассчитывается как отношение объемного расхода теплоносителя при $t_{ж}$ к наиболее узкому сечению в пучке, ширина которого меньше ширины канала на значения произведения наружного диаметра труб на их число в одном ряду. Поправочный коэффициент ε_s учитывает влияние поперечного S_1 и продольного S_2 шагов.

При прочих одинаковых условиях коэффициент теплоотдачи от труб шахтного пучка выше, чем от труб коридорного, вследствие большей турбулизации потока в шахматном пучке.

Течение теплоносителя внутри труб. Зависимость для расчета

коэффициента теплоотдачи от стенки трубы к текущему в ней теплоносителю на участке стабилизированного течения:

$$\overline{Nu}_{жс} = 0,021 \cdot Re_{жс}^{0,8} \cdot Pr_{жс}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}.$$

В формуле справедливой для наиболее распространенного турбулентного течения при $Re_{жс} = 10^4 - 5 \cdot 10^6$ и $Pr = 0,6 - 2500$, определяющим размером является внутренний диаметр трубы d . Если это не круглая труба, а канал произвольного сечения, то формула тоже применима, только определяющим размером будет эквивалентный диаметр канала $d_{ЭКВ}$

Определяющей температурой $\overline{t}_{жс}$ является средняя между температурами теплоносителя на входе и выходе из трубы. По плотности $\rho_{жс}$, соответствующей этой температуре, и массовому расходу m рассчитывается средняя по сечению скорость потока $w_{жс} = \frac{m}{(\rho_{жс} \cdot F)}$.

Для расчета среднего по всей длине трубы числа $\overline{Nu}_{жс}$ необходимо умножить $Nu_{жс}$ на поправочный коэффициент ε_l , учитывающий влияние начального участка, где коэффициент теплоотдачи выше. Для достаточно длинных труб ($\frac{l}{d} \geq 50$) $\varepsilon_l = 1$.

2.9. Теплоотдача при естественной конвекции

Для расчета коэффициента теплоотдачи в условиях естественной конвекции обычно пользуются зависимостью вида

$$Nu_{жс} = B \cdot (Gr_{жс} \cdot Pr_{жс})^n \cdot \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_c} \right)^{0,25}.$$

Таблица 2.2. Значения коэффициента B и показателя степени n для вертикальной (I) и горизонтальной (II) поверхностей в зависимости от произведения ($Gr_{ж} Pr_{ж}$)

	I	II	II
$Gr_{ж} Pr_{ж}$	$10^3 - 10^9$	$>10^9$	$10^3 - 10^8$
B	0,76	0,15	0,5
n	1/4	1/3	1/4

Для труб и шаров определяющим линейным размером, входящим в безразмерные числа $Nu_{ж}$ и $Gr_{ж}$, является диаметр d ; для вертикальных труб большого диаметра и пластин - высота H . Если значение коэффициента B увеличить на 30 % по сравнению с приведенным, то формулой можно пользоваться и для расчета α от горизонтальной плиты, обращенной греющей стороной вверх. Если греющая сторона обращена вниз, то значение B следует уменьшить на 30 %. В обоих случаях определяющим является наименьший размер плиты в плане.

2.10. Теплоотдача при изменении агрегатного состояния вещества

Теплоотдача при кипении. В процессе кипения жидкость обычно сохраняет постоянную температуру, равную температуре насыщения t_H .

Поверхность, к которой подводится тепловой поток, перегрета сверх t_H на Δt . При малых значениях Δt теплота переносится в основном путем естественной конвекции, коэффициенты теплоотдачи можно рассчитать по формуле. При увеличении перегрева поверхности на ней образуется все большее число паровых пузырей, которые

при отрыве и подъеме интенсивно перемешивают жидкость. Вначале это приводит к резкому увеличению коэффициента теплоотдачи (пузырьковый режим кипения), но затем парообразование у поверхности становится столь интенсивным, что жидкость отделяется от греющей поверхности почти сплошной прослойкой (пленкой) пара. Наступает пленочный режим кипения. Естественно, что пленка пара неустойчива и непрерывно разрушается, но тут же восстанавливается за счет новых порций образующегося пара. Пар, как и любое газообразное вещество, плохо проводит теплоту, и даже тонкая пленка, имея большое термическое сопротивление, ухудшает теплообмен — наступает кризис теплообмена при кипении. Коэффициенты теплоотдачи при кипении воды рассчитывают очень редко, так как они настолько велики, что обычно без большой погрешности температуру теплоотдающей поверхности t_c можно считать равной t_H .

Теплоотдача при конденсации. Пар конденсируется, т. е. переходит в жидкое состояние, на поверхности теплообмена, температура которой ниже температуры насыщения ($t_c < t_H$). Различают *капельную* конденсацию, когда образовавшаяся жидкость (конденсат) не смачивает поверхность и скатывается в виде отдельных капель, например, ртуть на стальной стенке, и *пленочную* конденсацию, когда конденсат смачивает поверхность и образует сплошную пленку. Пленочная конденсация встречается значительно чаще.

Коэффициент теплоотдачи к горизонтальной трубке парового подогревателя:

$$\bar{\alpha} = 0.728 \sqrt{\frac{r \rho^2 g \lambda^3}{\mu (t_H - t_c) d}} \times \left[\left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^3 \frac{\mu}{\mu_c} \right]^{1/8}$$

где r — теплота парообразования, Дж/кг;

μ — динамическая вязкость, Па с;

ρ – плотность, кг/м³.

2.11. Ориентировочные значения коэффициентов теплоотдачи

Чтобы не допустить грубой ошибки, нужно четко представлять диапазоны изменения коэффициентов теплоотдачи в различных усло-

виях, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$:

- 1) Свободная конвекция в газах – 5 – 30;
- 2) Свободная конвекция воды – 10^2 – 10^3 ;
- 3) Вынужденная конвекция газов – 10 – 500;
- 4) Вынужденная конвекция воды – 500 – $2 \cdot 10^4$;
- 5) Кипение воды – $2 \cdot 10^3$ – $4 \cdot 10^4$;
- 6) Жидкие металлы – 10^2 – $3 \cdot 10^4$;
- 7) Пленочная конденсация водяного пара – $4 \cdot 10^3$ – 10^4 ;
- 8) Капельная конденсация водяного пара - $4 \cdot 10^4$ – 10^5 .

2.12. Основной закон теплового излучения

Тепловой поток, излучаемый на всех длинах волн с единицы поверхности тела по всем направлениям, называется *поверхностной плотностью потока интегрального излучения* E , Вт/м². Она определяется природой данного тела и его температурой.

Часть энергии излучения $E_{\text{ПАД}}$, падающей на тело (рис. 2.6.), поглощается (E_A), часть отражается (E_R) и часть проникает сквозь него (E_D). Таким образом,

$$E_A + E_R + E_D = E_{\text{ПАД}}.$$

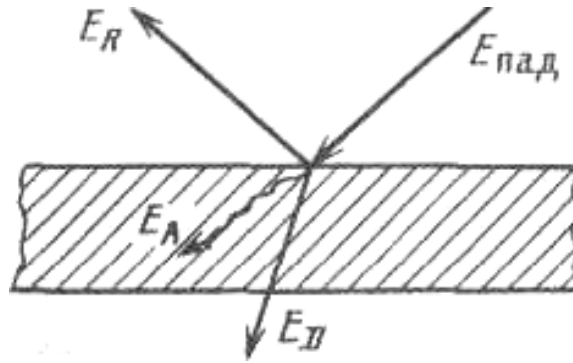


Рис. 2.6. Распределение энергии излучения, падающей на тело

Это уравнение теплового баланса можно записать в безразмерной форме:

$$A + R + D = 1.$$

Величина $A = \frac{E_A}{E_{\text{пад}}}$ называется коэффициентом поглощения,

$R = \frac{E_R}{E_{\text{пад}}}$ - коэффициентом отражения, $D = \frac{E_D}{E_{\text{пад}}}$ - коэффициентом пропускания.

Чистые (неокисленные) металлы и газы характеризуются выборочным - селективным излучением, т. е. излучают энергию только определенных длин волн.

Сумма потоков собственного и отраженного телом излучения называется его эффективным излучением:

$$E_{\text{эф}} = E + E_{\text{пад}}.$$

Суммарный процесс взаимного испускания, поглощения, отражения и пропускания энергии излучения в системах тел называется лучистым теплообменом.

Поверхностная плотность потока интегрального излучения абсолютно черного тела в зависимости от его температуры описывается законом Стефана - Больцмана:

$$E_0 = \sigma_0 T^4.$$

где $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) - постоянная Стефана-Больцмана.

Для технических расчетов закон Стефана-Больцмана обычно записывают в виде

$$E_0 = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (2.4)$$

где $C_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5,67$ Вт/(м²·К⁴) называется *коэффициентом излучения абсолютно черного тела*.

Тела, с которыми мы имеем дело на практике, излучают меньше тепловой энергии, чем абсолютно черное тело при той же температуре. Отношение поверхностной плотности потока собственного интегрального излучения E данного тела к поверхностной плотности потока интегрального излучения E_0 абсолютно черного тела при той же температуре называется *степенью черноты* этого тела:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0}.$$

Степень черноты ε меняется для различных тел от нуля до единицы в зависимости от материала, состояния поверхности и температуры. Используя понятие степени черноты, можно записать *закон Стефана-Больцмана для реального тела*:

$$E = \varepsilon \cdot E_0 = \varepsilon \cdot C_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4 = C \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4.$$

Здесь $C = \varepsilon C_0$ – *коэффициент излучения реального тела*, Вт/(м²·К⁴).

Согласно *закону Кирхгофа* степень черноты любого тела в состоянии термодинамического равновесия численно равна его коэффициенту поглощения при той же температуре, т.е. $\varepsilon = A$. В соответствии с этим законом отношение энергии излучения к коэффициенту поглощения $\left(\frac{E}{A} \right)$ не зависит от природы тела и равно энергии излучения E_0 абсолютно черного тела при той же температуре. Чем больше коэффициент поглощения, тем больше и энергия излучения этого тела

при заданной температуре. Если тело мало излучает, то оно мало и поглощает. Абсолютно белое тело не способно ни излучать, ни поглощать энергию.

2.13. Теплообмен излучением системы тел в прозрачной среде

Рассмотрим теплообмен между двумя единичными (например, по 1 м^2) поверхностями, обращенными друг к другу с небольшим зазором (рис. 2.7), причем $T_1 > T_2$. В этой системе E_1 – энергия собственного излучения первого тела на второе, E_2 – второго на первое. Ввиду малого расстояния между ними практически все излучение каждой из рассматриваемых поверхностей попадает на противоположную.

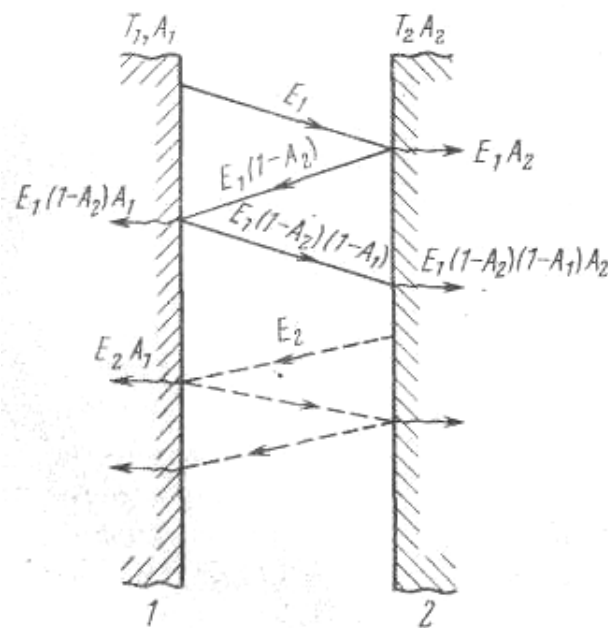


Рис. 2.7. Схема лучистого теплообмена между двумя телами

Плотность результирующего теплового потока от первого тела на второе равна

$$q_{1,2} = E_{\varepsilon\phi 1} - E_{\varepsilon\phi 2},$$

Будем считать, что степень черноты обеих поверхностей не меняется в диапазоне температур от T_1 до T_2 .

$$q_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \cdot C_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

$$\frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \varepsilon_{np},$$

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \cdot F \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (2.5)$$

где F - площадь теплообменной поверхности, одинаковая в нашем случае для обоих тел.

2.14. Сложный теплообмен

В действительности очень часто встречается сложный теплообмен, при котором теплота передается двумя или даже всеми тремя способами одновременно.

Наиболее распространенным случаем сложного теплообмена является теплоотдача от поверхности к газу (или от газа к поверхности). При этом имеет место конвективный теплообмен между поверхностью и омывающим ее газом и, кроме того, та же самая поверхность излучает и поглощает энергию, обмениваясь потоками излучения с газом и окружающими предметами. В целом интенсивность сложного теплообмена в этом случае характеризуют суммарным коэффициентом теплоотдачи:

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_l. \quad (2.6)$$

Коэффициент теплоотдачи конвекцией α_k считают по формулам, приведенным ранее, а под коэффициентом теплоотдачи излуче-

нием α_l понимают отношение плотности теплового потока излучением q_l к разности температур поверхности и газа:

$$\alpha_l = \frac{q_l}{(t_c - t_g)} .$$

В ряде случаев влиянием одной из составляющих коэффициента теплоотдачи можно пренебречь. Например, с увеличением температуры резко возрастает тепловой поток излучением, поэтому в топках паровых котлов и печей, где скорости течения газов невелики, а $t_g > 1000$ °C, обычно принимают $\alpha = \alpha_l$ и, наоборот, при теплообмене поверхности с потоком капельной жидкости определяющим является конвективный теплообмен, т. е. $\alpha = \alpha_k$.

2.15. Теплопередача между двумя жидкостями через разделяющую их стенку

Теплопередача объединяет все рассмотренные ранее элементарные процессы. Первый процесс - конвективный теплообмен (может сопровождаться излучением). Вторым процессом – теплопроводность. Третьим процессом - конвективный теплообмен.

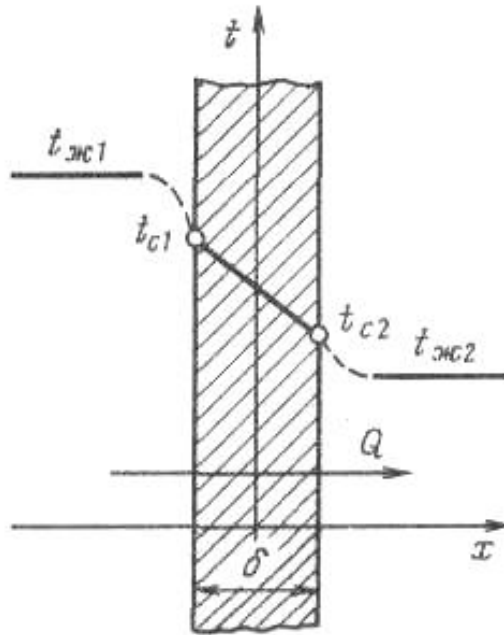


Рис. 2.8. Распределение температуры при передаче теплоты между двумя теплоносителями через плоскую стенку

При стационарном режиме тепловой поток Q во всех трех процессах одинаков, а перепад температур между горячей и холодной жидкостями складывается из трех составляющих:

1. Между горячей жидкостью и поверхностью стенки:

$$Q = \alpha_1 F_1 (t_{жс1} - t_{c1}).$$

2. Между поверхностями стенки:

$$Q = \frac{(t_{c1} - t_{c2})}{R_\lambda}.$$

3. Между второй поверхностью стенки и холодной жидкостью:

$$Q = \alpha_2 F_2 (t_{c2} - t_{жс2}).$$

Следовательно

$$Q = \frac{t_{жс1} - t_{жс2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + R_\lambda + \frac{1}{\alpha_2 F_2}} = \frac{t_{жс1} - t_{жс2}}{R_{\alpha_1} + R_\lambda + R_{\alpha_2}} = \frac{t_{жс1} - t_{жс2}}{R_k}.$$

где $R_\alpha = \frac{1}{\alpha \cdot F}$ называется термическим сопротивлением теплоотдачи, $\frac{\text{м}^2\text{К}}{\text{Вт}}$;

R_k - термическим сопротивлением теплопередачи, $\frac{\text{м}^2\text{К}}{\text{Вт}}$.

Формула пригодна для расчета процесса теплопередачи через любую стенку - плоскую, цилиндрическую, однослойную, многослойную и т. д. Отличия при этом будут только в расчетных формулах для R_λ .

В случае теплопередачи через плоскую стенку, для которой $R_\lambda = \frac{\delta}{\lambda \cdot F}$, а площади поверхностей плоской стенки одинаковы с обеих сторон ($F_1 = F_2 = F$), удобнее рассчитывать плотность теплового потока q .

$$q = \frac{Q}{F} = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = k \cdot (t_{ж1} - t_{ж2});$$

где k - коэффициент теплопередачи, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$.

Коэффициент теплопередачи характеризует интенсивность процесса теплопередачи от одного теплоносителя к другому через разделяющую их плоскую стенку.

Численное значение коэффициента теплопередачи равно тепловому потоку от одного теплоносителя к другому через 1 м² разделяющей их плоской стенки при разности температур теплоносителей в 1 К.

2.16. Интенсификация теплопередачи

Для интенсификации переноса теплоты через стенку нужно либо увеличить перепад температур между теплоносителями $t_{ж1} - t_{ж2}$, либо

уменьшить термическое сопротивление теплопередачи R_k .

Температуры теплоносителей обусловлены требованиями технологического процесса, поэтому изменить их обычно не удастся.

Термическое сопротивление R_k можно уменьшить различными способами, воздействуя на любую из составляющих R_{a1} , R_λ , R_{a2} .

Интенсифицировать конвективный теплообмен и уменьшить R_a можно путем увеличения скорости движения теплоносителя, турбулизации пограничного слоя и т. д.

Термическое сопротивление теплопроводности R_λ , зависит от материала и толщины стенки.

Прежде чем выбирать методы воздействия на процесс теплопередачи, необходимо установить вклад отдельных составляющих R_{a1} , R_λ и R_{a2} в суммарную величину R_k . Естественно, что существенное влияние на R_k будет оказывать уменьшение наибольшего из слагаемых. В широко используемом в технике процессе передачи теплоты от капельной жидкости к газу через металлическую стенку наибольшее термическое сопротивление имеет место в процессе теплоотдачи от газа к стенке R_{a2} , а остальные термические сопротивления R_{a1} и R_λ пренебрежимо малы по сравнению с ним. В таких случаях для интенсификации теплопередачи очень часто оребряют ту поверхность стенки, теплоотдача от которой менее интенсивна. За счет увеличения площади F_2 оребренной поверхности стенки термическое сопротивление теплоотдачи с этой стороны стенки $R_{a2} = \frac{1}{\alpha_2 \cdot F}$ уменьшается и соответственно уменьшается значение R_k .

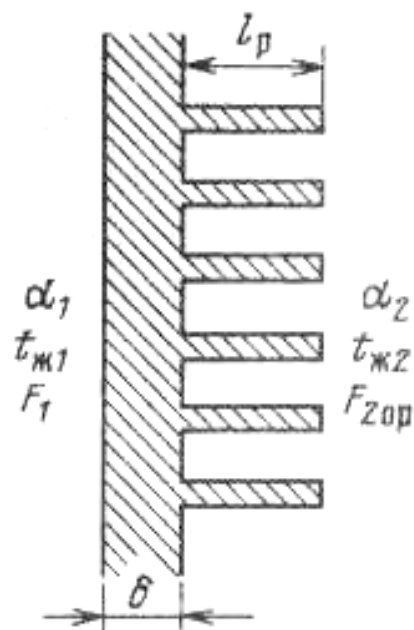


Рис. 2.9. Оребренная поверхность

Аналогичного результата можно было бы достигнуть, увеличив α_2 , но для этого обычно требуются дополнительные затраты мощности на увеличение скорости течения теплоносителя.

Ребра, имеют форму пластин, стержней или любую другую. Прикрепляют к теплоотдающей поверхности с помощью сварки, пайки или изготавливают как целое со стенкой (радиаторы отопления, корпуса двигателей и редукторов, радиаторы для охлаждения воды в двигателях внутреннего сгорания и т.д.)

Термическое сопротивление теплоотдачи $R_{\alpha 2}$ за счет оребрения поверхности уменьшается пропорционально коэффициенту оребрения (отношению площади оребренной поверхности к площади

гладкой поверхности до ее оребрения), т.е. $K_{op} = \frac{F_{op}}{F_{gl}}$.

2.17. Тепловая изоляция

Назначение тепловой изоляции - уменьшение потерь теплоты сооружениями, агрегатами, коммуникациями.

Материалы с малой теплопроводностью [$\lambda < 0,2 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$] называются *теплоизоляторами*.

Большинство теплоизоляторов состоит из волокнистой, порошковой или пористой основы, заполненной воздухом. Термическое сопротивление теплоизолятора создает воздух, а основа лишь препятствует возникновению естественной конвекции воздуха и переносу теплоты излучением. Сама основа в плотном состоянии обычно обладает достаточно высокой теплопроводностью [$\lambda \approx 1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$].

Эффективность тепловой изоляции зависит:

1) *От плотности набивки теплоизолятора*. С увеличением плотности набивки теплопроводность возрастает - эффективность снижается.

2) *От температуры теплоизолятора*. С увеличением температуры коэффициент теплопроводности теплоизоляции растет из-за увеличения теплопроводности воздуха и усиления теплопереноса излучением - эффективность снижается.

3) *От влажности теплоизолятора*. Очень сильно растет теплопроводность при увлажнении пористых теплоизоляторов. Поры заполняются водой, теплопроводность которой на порядок выше, чем воздуха, и, кроме того, за счет капиллярных явлений вода может перемещаться внутри пор, усиливая, таким образом, перенос теплоты. В результате - эффективность снижается.

Основные виды тепловой изоляции:

- 1) Теплоизоляционные плиты, блоки, кирпичи;
- 2) Искусственно вспученные материалы из застывшей пены

(пенопласты, вермикулит, пенобетоны и т.д.);

3) Вакуумно-многослойные и вакуумно-порошковые теплоизоляционные материалы, $\lambda_{эф} \approx 10^{-4}$ Вт/(м·К).

Расчет теплоизоляции проводят по формуле теплопередачи, причем допустимые теплотери обычно известны, а в результате расчета находят толщину слоя теплоизоляции δ , которая входит в выражение R_λ .

Вид теплоизолятора выбирают по температуре и физико-химическим свойствам теплоносителей. Каждый теплоизолятор имеет вполне определенную предельную температуру, при которой он еще сохраняет свои свойства.

2.18. Типы теплообменных аппаратов

Теплообменный аппарат (теплообменник) - это устройство, предназначенное для нагревания, охлаждения или для изменения агрегатного состояния теплоносителя.

Теплообменники с двумя теплоносителями *в зависимости от способа передачи теплоты* от одного теплоносителя к другому можно разделить на несколько типов:

1) *Смесительные*. В них смешиваются теплоносители, не требующие дальнейшего разделения (например, при подогреве воды паром);

2) *Рекуперативные*. Теплота от одного теплоносителя к другому передается через разделяющую их стенку. Для уменьшения термического сопротивления стенка выполняется из материала с хорошей теплопроводностью: меди, стали, латуни, сплавов алюминия и т. д.

3) *Регенеративные и с промежуточным теплоносителем*. Теплота от одного теплоносителя к другому переносится с помощью какого-то третьего - вспомогательного вещества. Это вещество (про-

межуточный теплоноситель - листы металла, кирпичи, различные за- сыпки) нагревается в потоке горячего теплоносителя, а затем отдает аккумулированную теплоту холодному теплоносителю. Для этого необходимо либо переносить сам промежуточный теплоноситель из одного потока в другой, либо периодически переключать потоки теплоносителей в теплообменнике периодического действия

2.19. Методика теплового расчета теплообменных аппаратов

Общим уравнением при расчете теплообменника любого типа является *уравнение теплового баланса* - уравнение сохранения энергии.

Тепловой поток Q_1 , отданный в теплообменнике горячим теплоносителем (индекс 1), например, при его охлаждении от температуры t_1' до t_1'' , равен

$$Q_1 = m_1 (c_{p1}' t_1' - c_{p1}'' t_1''), \quad (2.7)$$

где m - массовый расход теплоносителя.

Несколько процентов (обычно 1 - 10 %) от Q_1 теряется в окружающую среду через стенки теплообменника, а основная часть

$$Q_2 = \eta Q_1$$

передается второму теплоносителю (индекс 2).

КПД теплообменника η учитывает потери тепла в окружающую среду, через его наружную поверхность.

Тепловой поток Q_2 , получаемый холодным теплоносителем можно рассчитать через разность энтальпий по аналогии с уравнением Q_1 :

$$Q_2 = m_2(c'_{p2}t'_2 - c''_{p2}t''_2) = \eta Q_1 = \eta m_1(c'_{p1}t'_1 - c''_{p1}t''_1). \quad (2.8)$$

Данное уравнение теплового баланса позволяет найти один неизвестный параметр: либо расход одного из теплоносителей, либо одну из температур. Все остальные параметры должны быть известны.

Тонкие стенки трубок рекуперативных теплообменников практически всегда считаются плоскими, поэтому поверхность F , необходимая для передачи теплового потока Q_2 от горячего теплоносителя к холодному, определяется из приближенного уравнения, согласно которому

$$Q_2 = kF(t_1 - t_2) = kF\Delta t. \quad (2.9)$$

При выводе уравнения предполагалось, что температуры теплоносителей t_1 и t_2 постоянны, а между тем они изменяются по длине теплообменника. В расчете, очевидно, нужно использовать среднеинтегральную по длине теплообменника разность температур теплоносителей:

$$Q_2 = kF\bar{\Delta t}. \quad (2.10)$$

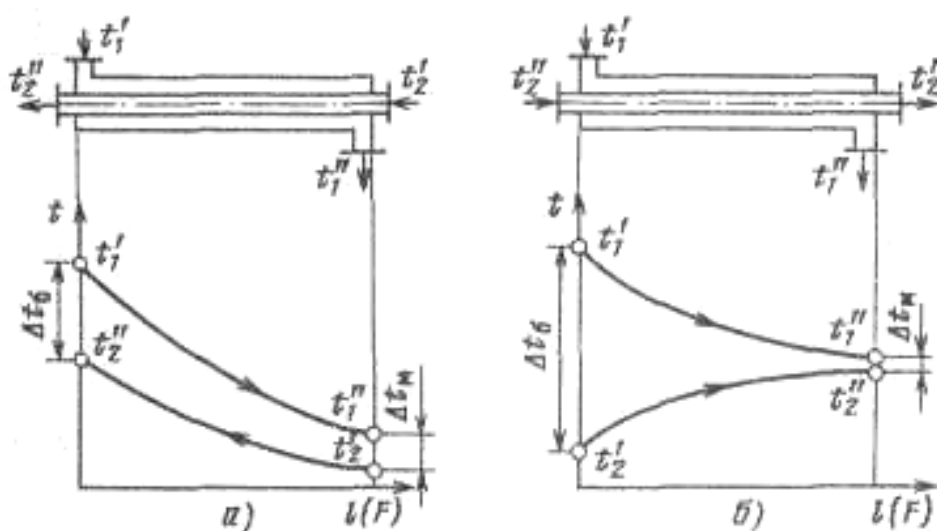


Рис. 2.10. Схемы движения теплоносителей в теплообменниках:

a – противоток; *б* – прямоток.

Пользоваться *среднеарифметическим* значением $\bar{\Delta t} = 0,5(\Delta t_{\delta} + \Delta t_{\text{м}})$ можно только в случае, когда $\Delta t_{\delta} / \Delta t_{\text{м}} < 2$. Погрешность не будет превышать 4 %.

В остальных случаях необходимо пользоваться *среднелогарифмическим* значением

$$\bar{\Delta t} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{\text{м}}}{\ln(\Delta t_{\delta} / \Delta t_{\text{м}})},$$

где Δt_{δ} и $\Delta t_{\text{м}}$ - это большая и меньшая разницы температур между теплоносителями на концах теплообменника, °С.

На практике чаще используются противоточные схемы движения, поскольку при одинаковых температурах входящих и выходящих теплоносителей $\bar{\Delta t}$ при противотоке всегда больше, чем при прямотоке.

Еще одно преимущество противоточного теплообменника заключается в том, что холодный теплоноситель в нем можно нагреть до температуры более высокой, чем температура греющего теплоносителя на выходе $t_2'' > t_1''$. В прямоточном теплообменнике этого сделать невозможно.

2.20. Виды теплового расчета теплообменных аппаратов

1) *Проектный (конструктивный)* расчет;

2) *Проверочный* расчет.

Конструктивный расчет.

Известны: начальные и конечные параметры теплоносителей.

Рассчитать: поверхности теплообменника, т.е. фактически сконструировать теплообменник.

Порядок расчета:

1) Из балансового уравнения определяют мощность теплового потока Q_2 , которую должен получить холодный теплоноситель от горячего.

2) Пользуясь рекомендациями специальной литературы, задаются скоростями течения теплоносителей и конструктивными особенностями теплообменника (диаметрами трубок, проходными сечениями для теплоносителей).

3) Рассчитывают коэффициенты теплоотдачи, а затем - коэффициент теплопередачи.

4) Определяют значение $\overline{\Delta t}$.

5) Из уравнения теплопередачи находят площадь F идеального теплообменника.

6) Задаются значением коэффициента использования поверхности теплообмена η_F и рассчитывают площадь поверхности реального теплообменника F' .

7) По известной площади F' рассчитывают длину трубок теплообменника.

Проверочный расчет.

Известны: конструкция теплообменника, т.е. задана площадь поверхности теплообмена F' , кроме того, заданы начальные параметры теплоносителей.

Рассчитать: конечные параметры, т.е. проверить пригодность данного теплообменника для какого-то технологического процесса.

Сложность расчета заключается в том, что уже в самом его начале необходимо знать конечные температуры теплоносителей, поскольку они входят как в уравнение теплового баланса, так и в уравнение теплопередачи.

Одним из методов поверочного расчета является метод последовательных приближений. Для этого задаются конечной температурой одного из теплоносителей, по уравнению теплового баланса рассчитывают конечную температуру второго и проводят конструктивный расчет. Если полученная в результате площадь F' не совпадает с площадью поверхности имеющегося теплообменника, расчет проводят вновь, задаваясь другим значением температуры теплоносителя на выходе.

Глава 3. Теплоэнергетические установки и промышленная энергетика

3.1. Теплота сгорания топлива

Теплота сгорания топлива – это количество теплоты, выделяющейся при полном сгорании единицы топлива.

Теплоту сгорания твердого и жидкого топлива обычно относят к 1 кг, а газообразного - к 1 м³ (в нормальных условиях) на рабочее, сухое или сухое беззольное состояние. По ГОСТ она определяется в калориметре.

Различают *высшую и низшую теплоту сгорания топлива*. *Низшая* меньше, чем *высшая*, на количество затрат теплоты на испарение.

$$Q_s^r = Q_i^r + 25(9 \cdot H^r + W^r),$$

где H^r и W^r , %;

Q_i^r - низшая теплота сгорания топлива, кДж/кг;

Q_s^r - высшая теплота сгорания топлива, кДж/кг.

Максимальная теплота сгорания твердых топлив доходит до

$Q_i^r = 28$ МДж/кг (тощие угли и антрациты), минимальная может в зависимости от содержания балласта опускаться до $Q_i^r = 10$ МДж/кг и ниже.

Теплота сгорания обезвоженных мазутов $Q_i^r = 39 - 41,5$ МДж/кг.

Зависимость теплоты сгорания (МДж/кг) широкого круга органических веществ от их элементного состава (%) хорошо иллюстрирует формула Д. И. Менделеева:

$$Q_i^r = 0,34 \cdot C^r + 1,03 \cdot H^r - 0,11 \cdot (O^r - S_c^r) - 0,025 \cdot W^r .$$

Теплоту сгорания газообразного топлива обычно относят к 1 м³ сухого газа (так называемая низшая теплота сгорания сухого газа Q_i^d) в нормальных условиях и рассчитывают через теплоты сгорания составляющих его компонентов (кДж/м³):

$$Q_i^d = 358,2 \cdot CH_4 + 637,5 \cdot C_2H_6 + 912,5 \cdot C_3H_8 + 590,6 \cdot C_2H_4 + \\ + 1190 \cdot C_4H_{10} + 126,4 \cdot CO + 108 \cdot H_2 + 234 \cdot H_2S$$

Теплота сгорания Q_i^d :

- сухого природного газа – 33,5 – 35,6 МДж/ м³;
- коксового газа – 16,6 МДж/ м³;
- доменного газа – 4 МДж/ м³;
- сжиженного газа – 88,5 МДж/ м³;
- биогаза – 18 – 23 МДж/ м³.

3.2. Состав и основные характеристики твердого топлива

Топливом называется горючее вещество, используемое в качестве источника получения теплоты в энергетических, промышленных и отопительных установках.

В зависимости от типа реакций, в результате которых выделяется теплота из топлива, различают *органическое* и *ядерное топливо*.

Ископаемые твердые топлива (за исключением сланцев) являются продуктами разложения органической массы растений. Твердые топлива можно разделить:

1) *Торф* (самое молодое топливо). Представляет собой плотную массу, образовавшуюся из перегнивших остатков болотных растений. Выход летучих до 70 %. Высокая влажность 40 – 50 %. Низкая теплота сгорания 8,38 – 10,48 МДж/кг.

2) *Бурые угли*. Плотность 500 – 1300 кг/м³. Низшая теплота сгорания на рабочую массу 10,0 – 17,0 МДж/кг. Выход летучих 40 – 50 %. Влажность 30 – 58 %.

3) *Каменные угли*. Плотность 1150 – 1500 кг/м³. Обладают повышенной прочностью и меньшей пористостью, чем бурые. Высшая теплота сгорания во влажном беззольном состоянии более 24,0 МДж/кг. Выход летучих более 9 %.

4) *Антрацит*. Плотность 1400 – 1700 кг/м³. Наиболее старый из всех. Выход летучих на менее 9 %. Низшая теплота сгорания на рабочую массу 23,0 – 27,0 МДж/кг.

5) *Древесина*. Является возобновляемым твердым топливом. Доля ее в энергобалансе мира сейчас чрезвычайно невелика.

Твердые и жидкие топлива состоят из горючих (углерода - *C*, водорода - *H*, серы - *S*) и негорючих (азота - *N* и кислорода - *O*) элементов и балласта (золы - *A*, влаги - *W*).

Свойства топлива как горючего материала определяются составом его в сухом беззольном состоянии (обозначается индексом «*daf*»). В него включаются элементы, составляющие органическую массу топлива, и колчеданная сера, сгорающая вместе с органической мас-

сой.

$$C^{daf} + H^{daf} + O^{daf} + N^{daf} + S_c^{daf} = 100\%,$$

где S_c - суммарное содержание горючей серы, %.

Горючими в органическом топливе являются: *углерод, водород и сера*.

С увеличением возраста топлива:

- содержание углерода увеличивается (от 40 у древесины до 93 % у антрацита);

- содержание водорода - слегка уменьшается (от 6 до 2 %);

- содержание кислорода уменьшается (от 42 до 2 %).

При полном сгорании углерода образуется относительно безвредный диоксид углерода CO_2 .

При сгорании серы образуется токсичный сернистый ангидрид SO_2 и (в небольших количествах) еще более токсичный серный ангидрид SO_3 . Выброс их с продуктами сгорания вызывает загрязнение воздушного бассейна.

При сгорании азотсодержащих соединений в высокотемпературных топках образуются сильнотоксичные оксид NO и диоксид NO_2 (при температуре свыше 1200 °С они образуются также и из атмосферного азота).

Топливо в том виде, в котором оно сжигается в технических устройствах, характеризуется его *рабочим состоянием* (индекс r). В его состав входят зола A и влага W , составляющие *балласт* топлива:

$$C^r + H^r + O^r + N^r + S^r + A^r + W^r = 100\%.$$

Влажность топлива определяется по ГОСТ высушиванием навески при 105—110 °С. Максимальная влажность в рабочем состоянии доходит до 50 % и более и определяет экономическую целесообразность использования данного горючего материала и воз-

возможность его сжигания.

Состав топлива в сухом состоянии:

$$C^d + H^d + O^d + N^d + S^d + A^d = 100\%.$$

Зола включает в себя минеральные примеси, занесенные водой и ветром в период образования пластов топлива, и просто частицы породы, захватываемые вместе с ним при добыче. В соответствии с существующими санитарными нормами образующуюся при сгорании топлива золу необходимо улавливать.

Процентное содержание: S_c^{daf} до 9 %; C^{daf} до 93 %; N^{daf} - 1 - 2 %; W^r до 50 %; A^d - 50 % и более.

При нагревании твердого топлива без доступа воздуха его органическая масса разлагается, в результате чего образуются газы, водяные и смоляные пары и углеродсодержащий остаток. Суммарное количество выделяющихся летучих веществ увеличивается с ростом температуры и времени выдержки. Этот процесс в основном заканчивается при 700 - 800 °С. По ГОСТ выход летучих V^{daf} в процентах на сухое беззольное состояние определяется путем прокаливания 1 г топлива в закрытом тигле при 850 ± 10 °С в течение 7 мин. *Выход летучих является важнейшей характеристикой топлива* и уменьшается по мере увеличения его возраста. Чем больше выход летучих, т. е. чем больше сухой беззольной массы превращается при нагревании в горючий газ, тем проще зажечь это топливо и легче поддерживать устойчивое горение. Органическая часть древесины и горючих сланцев при нагревании без доступа воздуха почти целиком переходит в летучие вещества ($V^{daf} = 85 - 90$ %), в то время как у антрацитов $V^{daf} = 3 - 4$ %. Именно большой выход летучих определяет хорошую горючесть древесины.

К характеристикам твердого топлива также относят *свойства*

кокса и теплоту сгорания.

3.3. Состав и основные характеристики жидкого топлива

Практически все жидкие топлива пока получают путем переработки нефти. Сырую нефть нагревают до 300 - 370 °С (легкие нефти) или 550-600 (тяжелые нефти), после чего полученные пары разгоняют на *фракции*, конденсирующиеся при различной температуре:

- 1) *сжиженный газ* (выход около 1 %);
- 2) *бензиновую* (около 15 %, 30 -180 °С);
- 3) *керосиновую* (около 17 %, 120 -135 °С);
- 4) *дизельную* (около 18 %, 180 - 350 °С);
- 5) *жидкий остаток* с температурой начала кипения 330 – 350°С называется *мазутом*.

Мазут. Мазутная фракция может подвергаться дальнейшей переработке на светлые нефтепродукты путем крекинга, т.е. расщепления тяжелых молекул на более легкие. Мазут, как и моторные топлива, представляет собой сложную смесь углеводородов ($C^r = 84 - 86$ %) и водород ($H^r = 10 - 12$ %).

Мазуты, получаемые из нефти ряда месторождений, могут содержать много серы (до 4,3 %), что резко усложняет защиту оборудования и окружающей среды при их сжигании.

Зольность мазута не должна превышать 0,14 %, а содержание воды должно быть не более 1,5 %.

Нефтяные мазуты в зависимости от области применения подразделяют на *флотский мазут* (Ф5, Ф12), *котельное и печное топливо* (*топочный* М40, М100). Последние подразделяются, согласно ГОСТ, на *малосернистые* ($S^r \leq 0.5\%$), *сернистые* ($S^r = 0.5 - 2.0\%$) и *высоко-*

сернистые ($S^r = 2.5 - 3.5\%$).

К характеристикам мазута также относят *теплоту сгорания*.

Основными моторными топливами являются *бензины* и *дизельные топлива*, получаемые путем переработки нефти и представляющие собой смеси различных углеводородов. Используются также *сжатые и сжиженные газы*; *синтетические топлива*, получаемые пере работкой угля, сланцев, битуминозных песков; *спирты*; *эфир*ы (являющиеся изомерами спиртов).

Бензины. Автомобильные бензины представляют собой смеси углеводородов, выкипающих в диапазоне температур 35...205°C. В России вырабатываются бензины марок А-72, А-76, АИ-93 (АИ-92), АИ-95, АИ-98 по ГОСТ 2084-77 а также бензины с *улучшенными экологическими* свойствами (НОРСИ АИ-80, НОРСИ АИ-92, НОРСИ АИ-95). С 1.01.1999 г. в РФ введен новый ГОСТ Р 51105 на автомобильные бензины неэтилированных марок: нормаль-80; регуляр-91; премиум-95; супер-98. В 1998г. доля неэтилированных бензинов составила 81 % общего выпуска. В последние годы в ряде стран начато производство экологически чистых модифицированных бензинов с обязательным добавлением кислородсодержащих компонентов. Цифры в марке бензина показывают октановое число (ОЧ), которое характеризует *детонационную стойкость* бензинов. Наименьшей детонационной стойкостью обладают парафины, наибольшей - ароматические углеводороды. С увеличением количества атомов углеводорода в молекуле ОЧ уменьшается.

Испаряемость бензинов определяется в основном кривой фракционной разгонки (фракционным составом) и давлением насыщенных паров.

Важными эксплуатационными свойствами бензинов являются

также прокачиваемость, склонность к образованию отложений, коррозионная активность и др.

Дизельные топлива. Топлива для дизелей вырабатывают в основном из гидроочищенных фракций прямой перегонки нефти. Дизельные топлива включают следующие группы углеводородов (%): нормальные парафиновые - 5...30, изопарафиновые - 18.. .46, нафтеновые - 23.. .60, ароматические - 14...35.

В России вырабатывают три сорта дизельного топлива: "л" (*летнее*) - для эксплуатации при температуре окружающего воздуха 0 °С и выше, "з" (*зимнее*) - для эксплуатации при температуре – 20 °С и выше, "а" (*арктическое*) - для температуры окружающего воздуха - 50 °С и выше.

Наиболее важными: эксплуатационными свойствами дизельных топлив являются *испаряемость, воспламеняемость, низкотемпературные свойства, прокачиваемость.* *Испаряемость* определяется фракционным составом, плотностью и вязкостью топлива. Для улучшения экологических свойств топлив необходимо ограничивать содержание в топливе ароматических углеводов (не более 15 %) и серы (0,05...0,15 %). Производство дизельного топлива с содержанием серы менее 0,2 % в 1998г. составило 88 % общего выпуска.

Воспламеняемость дизельных топлив оценивают *цетановым числом* (ЦЧ). Наибольшие ЦЧ имеют алканы, наименьшие - бициклические ароматические углеводороды. Углеводороды, имеющие высокие ЦЧ, обладают низкой детонационной стойкостью (малые ОЧ):

$$ЦЧ = 60 - \frac{ОЧ}{2}.$$

Повышение ЦЧ дизельного топлива, как правило, улучшает пусковые свойства двигателя.

Для надежной работы топливных систем дизелей важными явля-

ются *низкотемпературные свойства*, оцениваемые температурами *помутнения* (из топлива начинают выпадать твердые углеводороды), *застывания* (топливо теряет подвижность) и *предельной температурой фильтруемости* (топливо после охлаждения способно проходить через фильтр с установленной скоростью). Улучшение низкотемпературных свойств возможно как изменением состава и удалением *n*-парафиновых углеводородов (это сопровождается снижением ЦЧ), так и добавлением специальных (депрессорных) присадок.

Для дизельных топлив желательно иметь возможно меньшую склонность к нагарообразованию и образованию отложений, меньшую коррозионную активность. Эти свойства оцениваются такими показателями топлив, как *кислотность*, *содержание серы*, *коксуемость*, *зольность* и др.

3.4. Состав и основные характеристики газообразного топлива

К газообразным топливам относятся:

1) *Природный газ*. Основным его компонентом является метан CH_4 . содержатся небольшие количества азота N_2 , высших углеводородов $C_n H_m$, диоксида углерода CO_2 .

2) **Попутный газ**. Выделяется при добыче нефти. Содержит меньше метана, чем природный, но больше высших углеводородов и поэтому выделяющий при сгорании больше теплоты (Сургутская КЭС мощностью 2,5 ГВт).

3) *Сжиженный газ*. Получается при первичной переработке нефти и попутных нефтяных газов. По ГОСТ на его основе выпускают технический пропан, технический бутан и их смеси. Эти газы транс-

портируют в жидком виде в баллонах под небольшим давлением (менее 2 МПа).

4) *Коксовый и доменный газы*. Получают на металлургических заводах в качестве попутных продуктов. И тот и другой используются здесь же на заводах для отопления печей и технологических аппаратов.

5) *Биогаз*. продукт анаэробной ферментации (сбраживания) органических отходов (растительных остатков, мусора, сточных вод и т. д.).

Важнейшими характеристиками горючих газов являются теплота сгорания, плотность, концентрационные пределы взрываемости.

3.5. Условное топливо

Условное топливо - это топливо теплота сгорания которого принята равной 29,35 МДж/кг (7000 ккал/кг), что соответствует хорошему малозольному сухому углю.

Назначение:

- 1) экономические расчеты;
- 2) сравнение показателей топливоиспользующих устройств друг с другом;
- 3) планирование.

3.6. Классификация двигателей внутреннего сгорания

Поршневым двигателем внутреннего сгорания (ДВС) называется тепловая машина, в рабочем цилиндре которой происходит сжигание топлива и преобразование теплоты в работу.

Достоинства ДВС по сравнению с любым другим тепловым двигателем:

- 1) наиболее экономичный;
- 2) малая металлоемкость;
- 3) надежность;
- 4) быстрота запуска;
- 5) относительная долговечность.

ДВС делятся по виду установки:

1) *Стационарные двигатели* применяются на электростанциях для привода насосных установок, на нефте- и газоперекачивающих и буровых установках, в сельском хозяйстве и т. п. Кроме того, они работают на металлургических заводах, используя в качестве топлива доменный и генераторный газы. Мощность существующих стационарных двигателей составляет от 20 до 3500 кВт (имеются единичные агрегаты мощностью 20 МВт)

2) *Мобильные двигатели* устанавливаются на передвижных установках.

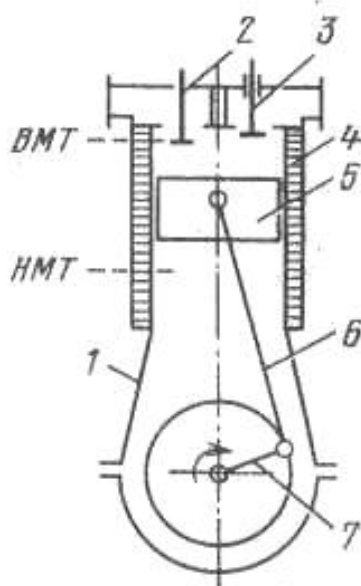


Рис. 3.1. Принципиальная схема поршневого двигателя внутреннего

него сгорания

Основным элементом любого поршневого двигателя является цилиндр 4 с поршнем 5, соединенным посредством кривошипно-шатунного механизма с внешним потребителем работы. Цилиндр (или блок цилиндров) монтируется на верхней части картера и сверху закрыт крышкой, в которой установлены впускной 2 и выпускной 3 клапаны и электрическая свеча зажигания (в карбюраторном и газовом двигателях) или форсунка (в дизеле). В зарубашечном пространстве цилиндра и его головки циркулирует охлаждающая жидкость. В картере монтируется коленчатый вал, кривошип 7 которого подвижно соединен с шатуном 6. Верхняя головка шатуна сочленена с поршнем, который совершает прямолинейное возвратно-поступательное движение в цилиндре.

Кроме основных деталей двигатель имеет ряд вспомогательных механизмов для подачи топлива (топливные насосы, смесительные устройства, фильтры, топливные баки, регулятор), смазки (масляные насосы, фильтры, масляные баки, масленки), охлаждения (водяные насосы, водяные баки, радиаторы) и другие устройства, необходимые для его обслуживания. Вспомогательные механизмы приводятся в движение от коленчатого вала.

Крайние положения поршня называют верхней мертвой точкой (ВМТ) и нижней мертвой точкой (НМТ). Ход поршня от ВМТ до НМТ называют *тактом*.

Рабочий объем цилиндра (V_h) - объем описываемый поршнем за один ход, м³,

$$V_h = \frac{\pi \cdot D^2 \cdot S}{4},$$

где D - диаметр цилиндра, м;

S - ход поршня, м.

Объемом камеры сгорания (V_c) - объем над поршнем, находящимся в ВМТ.

Полный объем одного цилиндра (V_u) – сумма рабочего объема цилиндра (V_h) и объема камеры сгорания (V_c),

$$V_u = V_h + V_c.$$

Анализ рабочего цикла в ДВС обычно производят с помощью *индикаторной диаграммы*, на которой графически изображена зависимость давления в цилиндре от объема, занятого газом, или положения поршня. При работе ДВС индикаторная диаграмма записывается присоединенным к нему специальным прибором - *индикатором*.

Различают два типа поршневых ДВС по числу тактов:

- 1) *Четырехтактные;*
- 2) *Двухтактные.*

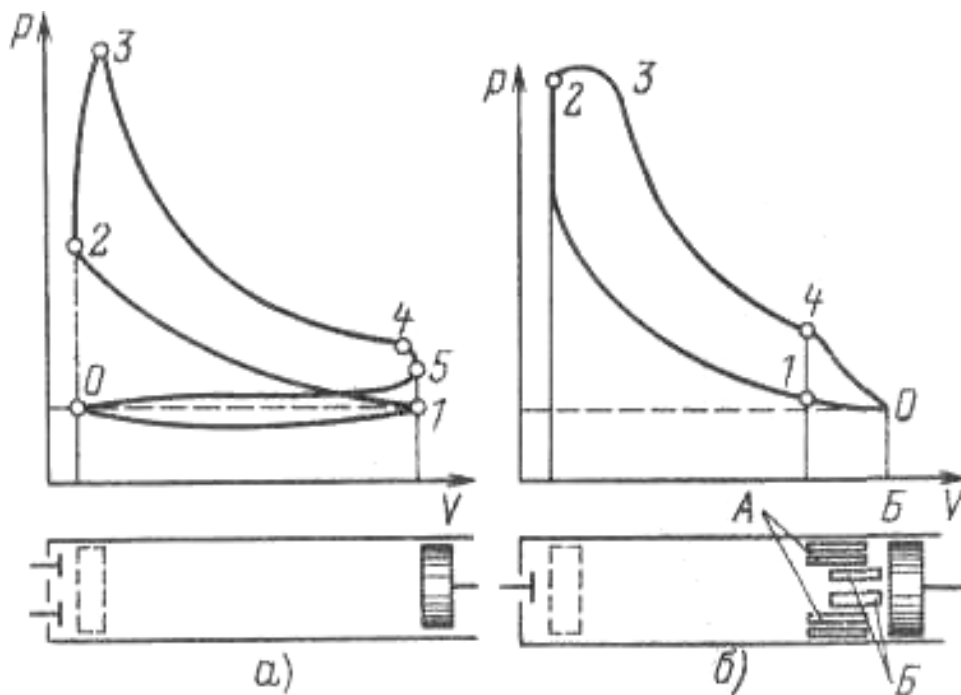


Рис. 3.2. Индикаторная диаграмма четырехтактного (а) и двухтактного (б) двигателей:

А - выпускное окно; Б - продувочное окно

У *четырехтактного двигателя* отдельным процессам соответствуют: $0-1$ - всасывание топливной смеси (1-й такт); $1-2$ - сжатие смеси (2-й такт); $2-3$ - сгорание + $3-4$ - расширение продуктов сгорания + $4-5$ - выхлоп (3-й такт); $5-0$ - выталкивание продуктов сгорания (4-й такт).

Из всех четырех тактов, составляющих цикл, только в третьем получается полезная работа, в остальных трех тактах работа затрачивается.

У *двухтактного двигателя* отдельным процессам соответствуют: $0-1$ - продувка и введение новой порции смеси + $1-2$ - сжатие (1-й такт); $2-3$ - сгорание + $3-4$ - расширение + $4-0$ - выхлоп (2-й такт). В двухтактном двигателе очистку цилиндра от остаточных газов и наполнение его свежим зарядом выполняют продувочным воздухом через шлицы, открываемые поршнем.

Двигатели с «мгновенным сгоранием» топлива (карбюраторные и газовые). В цилиндр такого двигателя всасывается готовая горючая смесь, которая в нужный момент поджигается от внешнего источника (электрической искры высокого напряжения, раскаленного шара). Время сгорания готовой смеси очень мало, в связи с чем допустимо считать, что процесс сгорания осуществляется при (почти) постоянном объеме.

Двигатели со сгоранием топлива при (почти) постоянном давлении (компрессорные дизели). В конце сжатия в цилиндр впрыскивается топливо, которое в процессе смешения с горячим воздухом воспламеняется и сгорает при $p = const$. Для распыла топлива, подаваемого в цилиндр, используют воздух, сжатый в компрессоре до давления, в 1,2—2 раза превышающего давление в цилиндре (отсюда и

произошло название «компрессорные дизели»). Такие двигатели имеют ряд конструктивных недостатков (наличие компрессора для распыла топлива, сложное устройство форсунок и др.) и в настоящее время не строятся.

Двигатели со смешанным сгоранием топлива (бескомпрессорные дизели). В цилиндре этого двигателя тоже сжимается чистый воздух, а жидкое топливо, сжатое насосом до давлений около 30—40 МПа, подается в форсунку, через которую оно в мелкораспыленном виде разбрызгивается в цилиндр в конце такта сжатия. Топливо, попадая в воздух, нагретый в процессе сжатия до температуры, превышающей температуру воспламенения, сгорает по мере ввода его в цилиндр сначала (почти) при $V = const$, а затем при (почти) $p = const$. Наиболее целесообразным считается конструирование компрессорных дизелей с $\varepsilon = 13 - 18$, так как дальнейшее повышение степени сжатия незначительно увеличивает η_i . Например, при увеличении ε от 13 до 20, η_i повышается на 7 %, а механические напряжения деталей возрастают почти в 2 раза.

Все типы двигателей могут выполняться как четырехтактными, так и двухтактными.

3.7. Техничко-экономические показатели ДВС

Индикаторная мощность двигателя, Вт,

$$N_i = \frac{z}{\tau} L_i n_0,$$

где n_0 - частота вращения вала, об/с;

z - число цилиндров;

τ - коэффициент тактности (для четырехтактного двигателя $\tau = 2$,

для двухтактного $\tau = 1$);

L_i - индикаторная работа, совершаемая в одном цилиндре за один цикл, Дж:

$$L_i = p_i V_h,$$

где p_i - среднее индикаторное давление, представляющее собой такое условно-постоянное давление, которое, действуя на поршень в течение одного хода совершает работу, равную работе газов за весь цикл, Па.

Индикаторный КПД - доля подведенной теплоты Q , превращенной в индикаторную работу:

$$\eta_i = \frac{N_i}{Q} = \frac{N_i}{BQ_i^r},$$

где B - секундный расход топлива, кг/с;

Q_i^r - низшая теплота сгорания, Дж/кг.

Индикаторный КПД у карбюраторных двигателей $\eta_i = 0,25 - 0,40$; у дизелей $\eta_i = 0,40 - 0,53$.

Эффективная мощность (N_e) - это мощность на валу двигателя, она меньше индикаторной мощности на механические потери в узлах трения двигателя, а также мощности, расходуемой на привод вспомогательных механизмов и агрегатов.

Механический КПД оценивает механические потери в узлах трения двигателя, а также мощности, расходуемой на привод вспомогательных механизмов и агрегатов:

$$\eta_{мех} = \frac{N_e}{N_i}.$$

$\eta_{мех}$ составляет $0,7 - 0,92$.

Эффективный КПД есть доля подведенной к двигателю тепло-

ты, превращенной в эффективную работу:

$$\eta_e = \frac{N_e}{BQ_i^r}.$$

Эффективный и индикаторный КПД связаны между собой соотношением:

$$\eta_e = \eta_i \eta_{мех}.$$

Эффективный КПД у карбюраторных двигателей $\eta_e = 0,22 - 0,3$, а у дизелей $\eta_e = 0,34 - 0,42$.

Удельный эффективный расход топлива - это расход топлива, приходящийся на единицу эффективной мощности двигателя:

$$b_e = \frac{B}{N_e}.$$

Для разных типов двигателей $b_e = 162 - 330$ г/(кВтч), причем наименьшие показатели b_e имеют четырехтактные дизели.

3.8. Тепловой и эксергетический балансы ДВС

Тепловой баланс ДВС:

$$B \cdot Q_i^r = N_e + Q_z + Q_{охл} + Q_m + Q_{ост},$$

где $Q_z, Q_{охл}, Q_m$ - потери теплоты соответственно с выпускными газами, охлаждающей водой и смазочным маслом, кДж/с;

$Q_{ост}$ - остаточный член теплового баланса, учитывающий потери теплоты в окружающую среду, погрешности при определении составляющих теплового баланса и т.п.

Тепловой баланс может быть записан в виде:

$$1 = \eta_e + q_z + q_{охл} + q_m + q_{ост}.$$

Тепловой баланс для двигателей различных типов не одинаков и зависит от тактности, быстроходности, конструкции, нагрузки, степени

наддува и ряда других факторов. Тепловой баланс не учитывает энергетическую неравноценность теплоты и работы, а также неравноценность теплоты различного потенциала, не позволяет обнаружить основные очаги необратимости. Эксергетический баланс лишен этих недостатков.

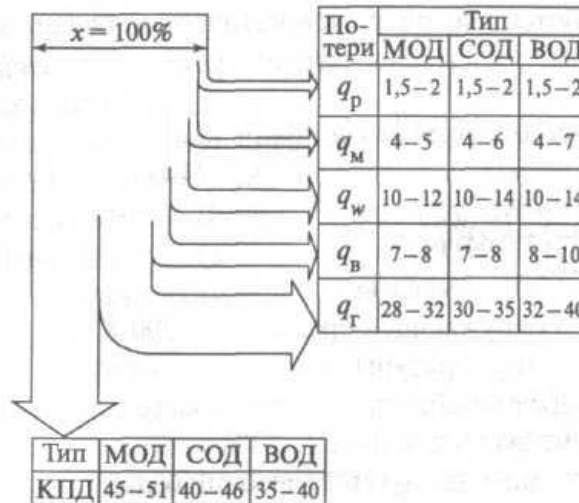


Рис. 3.3. Тепловой баланс ДВС:

X —химическая энергия топлива; МОД, СОД, ВОД - соответственно мало-, средне- и высокооборотные двигатели; q_p — теплота, рассеиваемая двигателем в окружающую среду; q_m — теплота, воспринимаемая маслом в узлах трения двигателя; q_w — теплота, отводимая от двигателя с охлаждающей пресной водой; q_v — теплота, отбираемая от воздуха в воздухоохладителе; q_T — теплота, отводимая с выпускными газами двигателя.

Эксергетический баланс может быть составлен как соотношение; исходной эксергии E_{xI} полезно преобразованной эксергии $E_{xПол}$ и суммы различных потерь эксергии $E_{xП}$ в процессе преобразования;

$$E_{xI} = E_{xПол} + \sum E_{xП}$$

К исходной эксергии обычно относят химическую эксергию топлива. Часто ее определяют как высшую теплоту сгорания топлива Q'_s , реже

— как низшую теплоту сгорания топлива Q_i^r . В последнем случае оказывается, что эксергетический КПД двигателя равен значению эффективного КПД, в других случаях эти КПД несколько различаются.

К потерям эксергии относят все последствия диссипации и деградации энергии, вычисляемые и учитываемые в зависимости от целей составления баланса эксергии. Так, при определении эксергетической ценности различных потерь теплоты теплового двигателя, превращении этих потерь во вторичные энергетические ресурсы ВЭР к потерям эксергии можно отнести следующие потери:

- от необратимости процесса горения топлива (деградации энергии)

$$\Delta Ex_{гор} = Ex_1 - Ex_q;$$

- с отработавшими газами ΔEx_g ;

- с охлаждающей средой $\Delta Ex_{охл}$;

- с маслом ΔEx_m ;

- остаточные $\Delta Ex_{ост}$.

В расчете на 1 ч работы двигателя эксергетический баланс может быть записан:

$$Ex_{хим} = B\chi \cdot Q_i^r = 3600 \cdot N_e + B\chi \cdot Q_i^r \cdot \frac{T_0}{T_1} + B\chi \cdot Q_i^r \cdot q_g \left[1 - \frac{T_0}{T_2} \right] + B\chi \cdot Q_i^r \cdot q_{охл} \left[1 - \frac{T_0}{T_{охл}} \right] +$$

$$B\chi \cdot Q_i^r \cdot q_m \left[1 - \frac{T_0}{T_m} \right] + \Delta Ex_{ост}$$

где T_0 — температура окружающей среды; T_0 — 300 К; \bar{T}_1, \bar{T}_2 — средние термодинамические температуры подвода и отвода теплоты; $\bar{T}_{охл}$, \bar{T}_m — средние абсолютные температуры соответственно охлаждающей среды и масла.

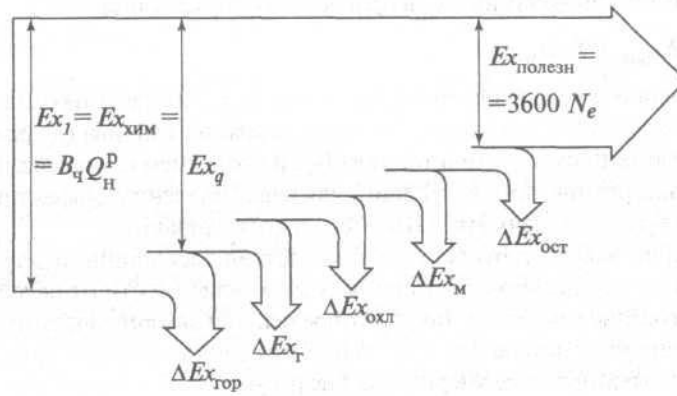


Рис. 3.4. Эксергетический баланс ДВС: