

Министерство образования и науки Российской Федерации

Сыктывкарский лесной институт (филиал) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С. М. Кирова»

Кафедра теплотехники и гидравлики

*Посвящается 60-летию
высшего профессионального лесного образования
в Республике Коми*

ТЕПЛОТЕХНИКА
ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Учебное пособие

Утверждено учебно-методическим советом Сыктывкарского лесного института в качестве учебного пособия для студентов специальностей 190601 «Автомобили и автомобильное хозяйство», 190603 «Сервис транспортных и технологических машин и оборудования», 110302 «Электрификация и автоматизация сельского хозяйства», 110301 «Механизация сельского хозяйства», 150405 «Машины и оборудование лесного комплекса», 220301 «Автоматизация технологических процессов и производств», 110300 «Агроинженерия», 150400 «Технологические машины и оборудование», 190500 «Эксплуатация транспортных средств», 280200 «Защита окружающей среды», 280201 «Охрана окружающей среды и рациональное использование природных ресурсов», 250401 «Лесоинженерное дело», 250300 «Технология и оборудование лесозаготовительных и деревообрабатывающих производств», 250403 «Технология деревообработки», 270100 «Строительство» всех форм обучения

Сыктывкар
СЛИ
2012

УДК 621.1.016
ББК 31.3
Т34

Печатается по решению редакционно-издательского совета
Сыктывкарского лесного института

С о с т а в и т е л и :

И. Н. Полина, кандидат химических наук, доцент;

С. Г. Ефимова, старший преподаватель;

Н. А. Корячев, кандидат технических наук

О т в е т с т в е н н ы й р е д а к т о р :

Т. Л. Леканова, кандидат химических наук, доцент

Р е ц е н з е н т ы :

кафедра химии

(Сыктывкарский государственный университет);

А. Ф. Триандафилов, кандидат технических наук, доцент
(ГУ НИПТИ АПК РК)

ТЕПЛОТЕХНИКА. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА :

Т34 учебное пособие / И. Н. Полина, С. Г. Ефимова, **Н. А. Корячев** ;
Сыкт. лесн. ин-т. – Сыктывкар : СЛИ, 2012. – 188 с.
ISBN 978-5-9239-0345-4

Учебное пособие освещает основные понятия и процессы, связанные с преобразованием тепловой энергии в работу, и объясняет их на примере таких технических средств, как компрессоры, двигатели внутреннего сгорания, газотурбинные и холодильные установки.

Для студентов указанных специальностей и форм обучения.

УДК 621.1.016

ББК 31.3

Темплан 2010/11 учеб. г. Изд. № 95.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	8
1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ.....	9
1.1. Основные термодинамические параметры состояния.....	9
1.2. Термодинамическая система.....	11
1.3. Термодинамический процесс.....	12
1.4. Теплота и работа.....	13
1.5. Термодинамическое равновесие.....	14
Контрольные вопросы.....	14
Задача.....	14
2. СОСТОЯНИЕ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА	16
2.1. Основные законы идеальных газов	16
2.2. Уравнение состояния идеального газа	16
Контрольные вопросы.....	17
Задача.....	17
3. СМЕСЬ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ	18
3.1. Основные свойства газовых смесей.....	18
3.2. Газовая постоянная смеси.....	19
3.3. Средняя молярная масса смеси.....	19
3.4. Парциальные давления.....	20
Контрольные вопросы.....	20
Задача.....	20
4. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ	21
4.1. Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса	21
4.2. Уравнение М. П. Вукаловича и И. И. Новикова	22
Контрольные вопросы.....	23
5. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	24
5.1. Внутренняя энергия.....	24
5.2. Работа расширения.....	25
5.3. Теплота	26
5.4. Аналитическое выражение первого закона термодинамики.....	27
5.5. Энтальпия	27
Контрольные вопросы.....	28
Задача.....	28

6. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ. ЭНТРОПИЯ	29
6.1. Основные определения	29
6.2. Удельная (массовая), объемная и мольная теплоемкости газов.....	29
6.3. Теплоемкость в изохорном и изобарном процессах	30
6.4. Молекулярно-кинетическая и квантовая теории теплоемкости.....	32
6.5. Истинная и средняя теплоемкости	32
6.6. Зависимость теплоемкости от температуры.....	33
6.7. Отношение удельных теплоемкостей c_p и c_v . Показатель адиабаты	33
6.8. Определение q_p и q_v для идеальных газов	34
6.9. Теплоемкость смеси идеальных газов	34
6.10. Энтропия.....	34
Контрольные вопросы.....	36
Задача.....	36
7. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ	37
7.1. Основные определения	37
7.2. Изохорный процесс	38
7.3. Изобарный процесс	39
7.4. Изотермический процесс	40
7.5. Адиабатный процесс	41
7.6. Политропные процессы.....	44
Контрольные вопросы.....	47
Задача.....	47
8. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ	48
8.1. Основные положения.....	48
8.2. Круговые термодинамические процессы (циклы)	48
8.3. Термический КПД и холодильный коэффициент циклов	49
8.4. Прямой обратимый цикл Карно.....	50
8.5. Обратный обратимый цикл Карно.....	53
8.6. Математическое выражение второго закона термодинамики.....	54
8.7. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах.....	55
Контрольные вопросы.....	57
Задача.....	58
9. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ. РАВНОВЕСИЕ СИСТЕМ.....	60

9.1. Характеристические функции состояния.....	60
9.2. Физический смысл изохорно-изотермического и изобарно-изотермического потенциалов.....	61
9.3. Термодинамическое учение о равновесии	65
9.4. Общие условия равновесия термодинамической системы.....	66
Контрольные вопросы.....	69
Задача.....	69
10. ВОДЯНОЙ ПАР	70
10.1. Основные понятия и определения	70
10.2. p, v -диаграмма водяного пара	71
10.3. T, s -диаграмма водяного пара	73
10.4. i, s -диаграмма водяного пара.....	73
Контрольные вопросы.....	75
Задача.....	75
11. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ.....	76
11.1. Первый закон термодинамики в применении к потоку движущегося газа.....	76
11.2. Работа проталкивания	76
11.3. Располагаемая работа.....	78
11.4. Адиабатный процесс истечения.....	79
11.5. Истечение из суживающегося сопла	80
11.6. Истечение идеального газа из комбинированного сопла Лавалья.....	81
Контрольные вопросы.....	82
Задача.....	82
12. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ	84
12.1. Дросселирование газа.....	84
12.2. Изменение удельной энтропии и температуры при дросселировании.....	86
12.3. Дросселирование водяного пара.....	89
Контрольные вопросы.....	89
Задача.....	90
13. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ	92
13.1. Параметры состояния влажного воздуха.....	92
13.2. Диаграмма состояния влажного атмосферного воздуха.....	94
Контрольные вопросы.....	96
Задача.....	96

14. КОМПРЕССОРЫ	97
14.1. Классификация компрессорных машин	97
14.2. Поршневой компрессор. Индикаторная диаграмма идеального поршневого компрессора.....	97
14.3. Индикаторная диаграмма реального поршневого компрессора.....	100
14.4. Определение количества теплоты, отведенной от газа при различных процессах сжатия.....	104
14.5. Мощность привода и КПД компрессора	105
14.6. Многоступенчатое сжатие газа.....	106
Контрольные вопросы.....	109
Задачи	109
15. ЦИКЛЫ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С ГАЗООБРАЗНЫМ РАБОЧИМ ТЕЛОМ	114
15.1. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания (ДВС)	114
15.2. Циклы ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме.....	115
15.3. Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля).....	119
15.4. Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера).....	121
15.5. Сравнение циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания.....	123
15.6. Цикл двигателя Стирлинга.....	124
Контрольные вопросы.....	126
Задачи	127
16. ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК	132
16.1. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении	132
16.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме.....	136
16.3. Методы повышения термического КПД ГТУ	137
16.4. Цикл ГТУ с регенерацией теплоты.....	138
16.4.1. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ и регенерацией теплоты	138
16.4.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $v = const$ и регенерацией теплоты	140
16.5. Цикл с многоступенчатым сжатием воздуха и промежуточным охлаждением	141
Контрольные вопросы.....	143
Задачи	144
17. ТЕПЛОСИЛОВЫЕ ПАРОВЫЕ ЦИКЛЫ	150
17.1. Цикл Карно	150
17.2. Цикл Ренкина.....	153
17.3. Влияние основных параметров на КПД цикла Ренкина	156

17.3.1. Влияние начального давления пара	156
17.3.2. Влияние начальной температуры пара	157
17.3.3. Влияние конечного давления в конденсаторе	159
17.4. Цикл с вторичным перегревом пара	159
17.5. Регенеративный цикл паротурбинной установки	160
17.6. Теплофикационные циклы	163
Контрольные вопросы	165
Задачи	165
18. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК	168
18.1. Основные понятия о работе холодильных установок	168
18.2. Цикл воздушной холодильной установки	169
18.3. Цикл парокомпрессионной холодильной установки	173
18.4. Цикл парожеткторной холодильной установки	176
18.5. Цикл абсорбционной холодильной установки	178
18.6. Тепловой насос	181
Контрольные вопросы	182
Задачи	183
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	185
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	186

ВВЕДЕНИЕ

Техническая термодинамика является частью обширной науки, называемой термодинамикой. Это название произошло от соединения двух греческих слов; *терме* – теплота и *динамикос* – сила. Термодинамикой называется наука, изучающая разнообразные явления природы (физические, химические, космические, биологические и др.) в свете двух фундаментальных законов природы: первого и второго начал термодинамики. Техническая термодинамика занимается изучением физических явлений, связанных с превращением теплоты в работу и работы в теплоту в тепловых машинах (тепловых двигателях и холодильных машинах). Таким образом, техническая термодинамика совместно с теорией теплообмена представляет собой теоретические основы теплотехники и хладотехники.

Техническая термодинамика начала развиваться с 20-х годов прошлого столетия, но, несмотря на свою сравнительную молодость, она заслуженно занимает в настоящее время одно из центральных мест среди физических и технических дисциплин. В теоретической части техническая термодинамика является общим отделом, науки об энергии, а в прикладной части представляет собой теоретический фундамент всей теплотехники, изучающей процессы, протекающие в тепловых двигателях.

В термодинамике используются два метода исследования: метод круговых процессов и метод термодинамических функций и геометрических построений. Последний метод был разработан и изложен в классических работах Гиббса и получил за последнее время широкое распространение.

Применяя основные законы к процессам превращения теплоты в механическую работу и механической работы в теплоту, техническая термодинамика дает возможность разрабатывать теорию тепловых двигателей, исследовать процессы, протекающие в них, и позволяет выявлять их экономичность для каждого типа отдельно.

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Термодинамика – наука, изучающая превращения различных видов энергии друг в друга.

Термодинамика в настоящее время делится на три части.

1. *Общая термодинамика (физическая)* – изучает процессы превращения энергии в твердых, жидких и газообразных телах, излучение различных тел, магнитные и электрические явления, устанавливает математическую зависимость между термодинамическими величинами.

2. *Химическая термодинамика* – изучает на основе законов общей термодинамики химические, тепловые, физико-химические процессы, равновесие и влияние на равновесие внешних факторов.

3. *Техническая термодинамика* – изучает закономерности превращения теплоты в работу.

1.1. Основные термодинамические параметры состояния

В тепловых и паровых двигателях преобразование теплоты в работу осуществляется посредством так называемого *рабочего тела*. В тепловых двигателях – это газ, в паровых – пар. Физическое состояние такого рабочего тела определяется некоторыми характерными величинами, которые называются *параметрами состояния*. К параметрам состояния относят:

- 1) удельный объем,
- 2) абсолютное давление,
- 3) абсолютную температуру,
- 4) внутреннюю энергию,
- 5) энтальпию,
- 6) энтропию,
- 7) концентрацию,
- 8) изохорно-изотермический потенциал и т. д.

Основными являются удельный объем, абсолютное давление, абсолютная температура. Этих параметров достаточно для определения состояния однородного тела при отсутствии силовых полей (гравитационного, электрического и т. д.).

Удельный объем однородного вещества – величина, определяемая отношением объема к его массе:

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

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

Удельный объем – это величина, обратная его плотности, т. е. $v = \frac{1}{\rho}$.

Плотность – величина, определяемая отношением массы к объему вещества: $\rho = \frac{m}{V}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

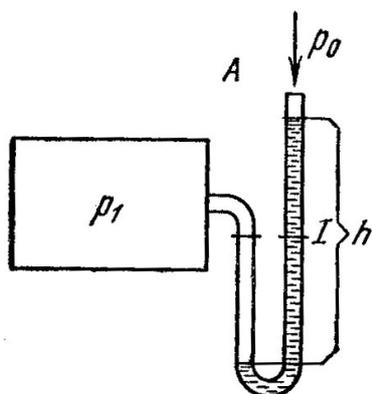
Давление – средний результат ударов молекул газа, находящихся в непрерывном хаотическом движении, о стенки сосуда, в котором заключен газ (с точки зрения молекулярно-кинетической теории). Давление – это отношение нормальной составляющей силы к поверхности, на которую действует сила:

$$p = \frac{F_n}{A}, \quad \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = \text{Па},$$

где F_n – нормальная составляющая силы, Н; A – площадь поверхности, нормальной к действующей силе, м^2 .

Давление может быть измерено столбом жидкости (ртути, воды, спирта и т. д.), уравнивающим давление газа.

На рис. 1 изображен сосуд с газом. К стенке сосуда припаяна изогнутая трубка, наполненная какой-либо жидкостью. Давление в сосуде p_1 , атмосферное давление p_0 . При этом $p_1 > p_0$. Под действием разности давлений $p_1 - p_0$ жидкость в правом колене поднимется и уравнивает избыток давления. Высоту столба жидкости можно определить из уравнения:



$$h = \left(\frac{p_1 - p_2}{\rho g} \right), \text{ м},$$

где ρ – плотность жидкости, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; g – ускорение свободного падения, $9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$.

Рис. 1. Сосуд с газом

Для измерения давления применяют барометры (для атмосферного давления), манометры (для давления выше атмосферного, избыточного), а для измерения разрежения – вакуумметры.

Термодинамическим параметром является *абсолютное давление*. Абсолютное давление – это давление, отсчитываемое от абсолютного нуля давления или абсолютного вакуума. При определении абсолютного давления различают два случая:

- 1) когда давление в сосуде (p) выше атмосферного (p_A): $p = p_A + p_{\text{ИЗБ}}$;
- 2) когда давление в сосуде ниже атмосферного: $p = p_A - p_{\text{ВАК}}$.

Здесь $p_{\text{ИЗБ}}$ – избыточное давление; $p_{\text{ВАК}}$ – вакуумное давление.

Избыточное давление и разрежение не являются параметрами состояния, потому что при одном и том же абсолютном давлении могут принимать различные значения в зависимости от атмосферного давления.

Температура – мера средней кинетической энергии поступательного движения молекул, т. е. температура характеризует среднюю интенсивность движения молекул. Чем выше средняя скорость движения молекул, а следовательно, и кинетическая энергия, тем выше температура тела.

Тепловое равновесие – состояние, при котором кинетические энергии тел выравниваются, следовательно, выравниваются и температуры тел. Такое со-

стояние возникает, когда происходит соприкосновение тел, имеющих различные кинетические энергии. При этом происходит передача тепла от тела с большей кинетической энергией к телу с меньшей кинетической энергией. Этот процесс будет происходить до тех пор, пока средние кинетические энергии молекул обоих тел не сравняются. При тепловом равновесии средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул связана с абсолютной температурой идеального газа следующим соотношением:

$$\frac{m \overline{v}^2}{2} = \frac{3kT}{2},$$

где $\frac{m \overline{v}^2}{2}$ – средняя кинетическая энергия поступательного движения; m – масса молекулы; \overline{v} – средняя скорость поступательного движения молекул; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Абсолютная температура величина всегда положительная, при температуре абсолютного нуля прекращается тепловое движение молекул. Эта предельная минимальная температура и является началом для отсчета абсолютных температур. В настоящее время используются две температурные шкалы.

1. Международная практическая температурная шкала Цельсия ($^{\circ}\text{C}$), в которой за основные опорные точки принимаются точка таяния льда ($t_0 = 0^{\circ}\text{C}$) при нормальном атмосферном давлении и точка кипения воды при том же давлении ($t_k = 100^{\circ}\text{C}$). Разность показаний термометра в двух этих точках, деленная на 100, представляет собой 1° по шкале Цельсия.

2. Термодинамическая шкала температур, основанная на втором законе термодинамики. Началом отсчета здесь является температура $T = 0 \text{ К} = -273^{\circ}\text{C}$.

Измерение температур в каждой из этих двух шкал может производиться как в кельвинах (К), так и в градусах Цельсия ($^{\circ}\text{C}$) в зависимости от принятого отсчета. Между температурами, выраженными в кельвинах и градусах Цельсия, имеется следующее соотношение:

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

1.2. Термодинамическая система

В любом явлении участвуют множество различных тел, связанных между собой. При термодинамическом изучении какого-либо явления в качестве объекта изучения выделяется группа тел, или единичное тело, или даже отдельные его части. Объект изучения называется термодинамической системой. Все, что окружает термодинамическую систему, называется *окружающей средой*. *Термодинамическая система* – совокупность макроскопических тел, обменивающихся энергией как друг с другом, так и с окружающей средой. Пример: газ, находящийся в цилиндре с поршнем, – термодинамическая система. Цилиндр и поршень, воздух, который окружает их, стены помещения, где находится цилиндр с поршнем и т. д. – окружающая среда.

Виды систем

По степени обмена веществом и энергией:

1) *изолированная* – нет взаимодействия с окружающей средой. Пример: термос;

2) *закрытая* – обменивается только энергией. Пример: батарея;

3) *открытая* – обменивается с окружающей средой и веществом, и энергией. Пример: стакан, наполненный водным раствором соли.

Фаза – совокупность гомогенных частей гетерогенной системы, одинаковых по физическим и химическим свойствам, отделенная от других частей системы видимой поверхностью раздела. Фаза может быть твердой, жидкой и газообразной.

По наличию границы раздела фаз:

1) *гомогенная* – система, внутри которой нет поверхностей, разделяющих отличающиеся по своим свойствам части системы (фазы). Пример: идеальный газ или раствор поваренной соли.

Если во всех точках система имеет одинаковый состав и физические свойства одинаковы, то система называется физически *однородной*.

2) *гетерогенная* – система, внутри которой присутствует поверхность, разделяющая отличающиеся по свойствам части системы. Пример: вода и бензол, взвешенные частицы в жидкости, система из воды и льда.

1.3. Термодинамический процесс

Основные термодинамические параметры состояния p , v и T однородного тела зависят друг от друга и связаны соотношением

$$F(p, v, T) = 0 \text{ – уравнение состояния.}$$

Если известно уравнение состояния, то для определения состояния простейших систем – однородных и постоянных по времени, по массе и по составу (состоящих из одной фазы и не изменяющихся химически) – достаточно знать две независимые переменные из трех: $p = f_1(v, T)$; $v = f_2(p, T)$; $T = f_3(v, p)$.

Если внешние условия меняются, то меняется и состояние системы. Совокупность изменений состояния термодинамической системы при переходе из одного равновесного состояния в другое называется *термодинамическим процессом*.

Равновесное состояние – состояние системы, в котором во всех ее точках давление, температура, удельный объем и другие физические параметры одинаковы.

Равновесный термодинамический процесс – процесс, проходящий через равновесные состояния.

Термодинамика в первую очередь рассматривает равновесные состояния и процессы изменения состояния термодинамической системы. Равновесный процесс осуществляется только в случае бесконечно медленного изменения параметров внешней среды или когда изменения параметров системы малы по сравнению со значениями этих параметров. Реальные процессы – неравновесные, поскольку под влиянием внешних условий они протекают с конечными скоростями, и равновесное состояние не успевает устанавливаться.

С математической точки зрения, уравнение состояния выражает некоторую поверхность – *термодинамическую поверхность*. Произвольно взятое равновесное состояние – это точка на термодинамической поверхности, а совокупность этих точек при непрерывном изменении состояния – кривая, которая является графическим отображением равновесного процесса.

Параметры состояния системы могут быть:

1) *экстенсивные* – параметры, значения которых пропорциональны массе системы (объем, энергия, энтропия и др.);

2) *интенсивные* – параметры, не зависящие от массы системы (p , T и др.).

Экстенсивные параметры подчиняются закону аддитивности, а интенсивные нет. Измерение экстенсивной величины – это сравнение ее с другой, однородной с ней величиной (длины с длиной, объема с объемом). Измерение интенсивной величины состоит в использовании объективной связи между изменением интенсивной и экстенсивной величины (для измерения температуры используется термометр, который фиксирует интенсивную величину – температуру путем измерения экстенсивной величины – объема ртути).

1.4. Теплота и работа

При протекании термодинамического процесса тела, участвующие в нем, обмениваются между собой энергией. В результате энергия одних тел уменьшается, других – увеличивается. Передача энергии может быть осуществлена двумя способами.

1. *В форме теплоты* (реализуется при непосредственном контакте тел, имеющих разную температуру. Энергия передается от более нагретого тела к менее нагретому. Количество переданной энергии – теплота Q или удельная теплота q , Дж).

2. *В форме работы* (для передачи энергии тело должно передвигаться в силовом поле или изменять свой объем под действием внешнего давления. Количество переданной энергии – работа L или удельная работа l , Дж).

В общем случае передача энергии в форме теплоты и работы может происходить одновременно. Количество теплоты и работы зависит от характера термодинамического процесса. И теплота, и работа есть формы передачи движения от одних тел к другим, однако работа – макрофизическая форма передачи энергии, а теплота – микрофизическая, поскольку связана с передачей энергии на молекулярном уровне без видимого движения тел. Количество теплоты и работы есть мера энергии, переданной в форме теплоты и работы. Оба параметра зависят от характера процесса, а не определяются только его конечным и начальным состояниями.

1.5. Термодинамическое равновесие

Термодинамическое равновесие – когда состояние всех тел в системе длительное время не изменяется. При термодинамическом равновесии передача теплоты от одних тел другим и механическое перемещение тел относительно друг друга невозможна, т. е. имеет место тепловое и механическое равновесие. При этом температура и давление системы равны температуре и давлению окружающей среды. Без внешнего влияния выйти из состояния равновесия невозможно.

Контрольные вопросы

1. Какую взаимосвязь устанавливает техническая термодинамика?
2. На каких законах основывается термодинамика?
3. Какими параметрами характеризуется термодинамическое состояние системы и каково их содержание?
4. Что называется термодинамической системой?
5. Дать определение гомогенной и гетерогенной систем.
6. Что представляет собой термодинамический процесс и каким он бывает?
7. В чем различие между абсолютным и манометрическим (избыточным) давлением?
8. Как определяется высота столба жидкости для измерения давления?
9. Какие температурные шкалы приняты в России?
10. Что называется абсолютной температурой?
11. Определение удельного объема и плотности газа.
12. Какова связь между интенсивными параметрами состояния?
13. Что отображает уравнение состояния идеальных газов в пространстве?
14. Какими диаграммами изображается состояние вещества согласно термодинамической поверхности?
15. Зачем в техническую термодинамику вводится понятие об идеальном газе?
16. Характеристическое уравнение состояния для идеального газа.
17. Что называется молекул (киломолекул) газа?

Задача

Вычислить массу кислорода в баллоне объемом $V = 0,08 \text{ м}^3$, находящемся при температуре $t = 27 \text{ }^\circ\text{C}$. Давление газа по манометру $p_{\text{изб}} = 1200 \text{ кПа}$, атмосферное давление по барометру 765 мм рт. ст. при $25 \text{ }^\circ\text{C}$.

Решение

Приведем все заданные параметры к необходимым для подстановки в уравнение состояния единицам измерения. Воспользуемся уравнением, известным из школьного курса физики, $pV = mRT$.

При измерении давления высотой столба жидкости необходимо учитывать измерение плотности жидкости в приборе в зависимости от температуры. При отклонении температуры жидкости в приборе от $0 \text{ }^\circ\text{C}$ следует ввести поправку. Для ртути можно использовать зависимость

$$p_0 = p(1 - 0,000172t),$$

где p_0 – атмосферное давление при температуре ртути $0 \text{ }^\circ\text{C}$, мм рт. ст.; p – атмосферное давление при температуре ртути $t, \text{ }^\circ\text{C}$, мм рт. ст.

В тех случаях, когда температура столба жидкости не указана, ее следует считать уже приведенной к 0 °С.

В данном случае $p_0 = 765(1 - 0,000172 \cdot 25) = 761,7$ мм рт. ст. или $p_0 = p_{\text{БАР}} = 761,7 \cdot 133,3 = 101,55$ кПа.

Абсолютное давление в баллоне определяем по формуле

$$p_0 = p_{\text{БАР}} + p_{\text{ИЗБ}} = 101,55 + 1200 = 1301,55 \text{ кПа} = 1301550 \text{ Па.}$$

Температура $T = 273 + 27 = 300$ К.

Газовая постоянная для кислорода: $R_{O_2} = \frac{R}{M_{O_2}} = \frac{8314}{32} = 259,8 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Масса кислорода в баллоне исходя из уравнения $pV = mRT$ составит

$$m = \frac{pV}{RT} = \frac{1301550 \cdot 0,08}{259,8 \cdot 300} = 1,34.$$

2. СОСТОЯНИЕ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

2.1. Основные законы идеальных газов

Существует несколько определений идеальных газов.

Идеальные газы – газы, которые полностью подчиняются законам Бойля – Мариотта и Гей-Люссака.

Идеальные газы – газы, где отсутствуют силы взаимного притяжения и отталкивания, а сами молекулы имеют пренебрежимо маленький объем по сравнению с объемом газа.

Идеальные газы – газы, между молекулами которого отсутствуют силы взаимодействия, а молекулы принимаются за материальные точки, не имеющие объема.

Реальные газы при высокой температуре и низком давлении почти полностью удовлетворяют состоянию идеальных газов.

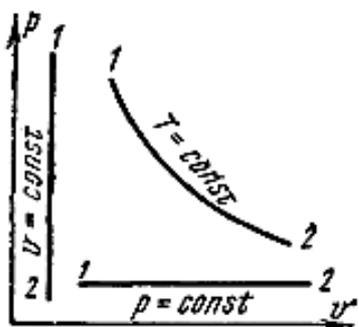


Рис. 2. Графическое выражение закона Бойля – Мариотта

Закон Бойля – Мариотта: при постоянной температуре удельный объем, занимаемый идеальным газом, изменяется обратно пропорционально его давлению:

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

Или: при постоянной температуре произведение удельного объема на давление есть величина постоянная:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2, \quad p v = const.$$

Графически в системе координат $p v$ закон Бойля – Мариотта изображается равнобокой гиперболой (рис. 2). Эта кривая называется *изотермой*, а процесс *изотермическим*.

Закон Гей-Люссака: при постоянном давлении объемы одного и того же количества идеального газа изменяются прямо пропорционально абсолютным температурам:

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

В системе координат $p v$ закон Гей-Люссака изображается прямой, параллельной оси абсцисс (рис. 2). Эту прямую называют *изобарой*, а процесс *изобарным*.

2.2. Уравнение состояния идеального газа

Уравнение состояния, включающее три основных параметра (давление, удельный объем и абсолютную температуру), $F(p, v, T) = 0$, справедливо и для идеального газа, и для реального. Наиболее простое уравнение состояния может быть получено для идеального газа. Уравнение состояния было выведено французским физиком Клапейроном:

$$p\nu = RT,$$

где ν – удельный объем газа, м³; R – удельная газовая постоянная, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Это уравнение называется *термическим уравнением состояния* идеального газа, или *характеристическим уравнением*, поскольку однозначно связывает между собой основные параметры состояния газа.

Для произвольного количества газа массой m (кг) уравнение состояния имеет вид:

$$pV = mRT,$$

где p – давление, Па; V – объем произвольного количества газа, м³; m – масса газа, кг; R – удельная газовая постоянная, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$; T – абсолютная температура газа, К.

Удельная газовая постоянная R представляет собой физическую постоянную, которая для каждого газа принимает определенное значение, зависящее от природы газа и не зависящее от его состояния. *Физический смысл R* : это работа в джоулях 1 кг газа в процессе при постоянном давлении и при изменении температуры на 1 градус.

Контрольные вопросы

1. Определение идеального газа.
2. Законы Бойля – Мариотта и Гей-Люссака: формулировки и уравнения.
3. Характеристическое уравнение состояния для идеального газа.
4. На каких законах основан вывод уравнения состояния Клапейрона?
5. Размерность всех величин, входящих в уравнение Клапейрона.
6. Размерность газовой постоянной и ее физический смысл.

Задача

Вычислить температуру, при которой находится водород массой 0,5 кг в баллоне объемом 0,6 м³ под давлением по манометру $p_{\text{ИЗБ}} = 1000$ кПа ($p_{\text{АТМ}} = 765$ мм рт. ст., $t = 25$ °С).

Решение

Из формулы $pV = mR_{H_2}T$ находим выражение для температуры: $T = \frac{pV}{mR_{H_2}}$.

Находим абсолютное давление по формуле: $p_{\text{АБС}} = p_A + p_{\text{ИЗБ}}$.

Рассчитаем p_A с учетом поправки на температуру:

$$p_A = 765 \cdot 133,3 \cdot (1 - 0,000172 \cdot 25) = 101,536 \text{ кПа.}$$

Тогда $p_{\text{АБС}} = 101,536 + 1000 = 1101,536$ кПа,

$$R_{H_2} = \frac{R}{M_{H_2}} = \frac{8314}{2} = 4157 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}, \quad T = \frac{110536 \cdot 0,6}{0,5 \cdot 4157} = 317 \text{ К} = 44 \text{ °С.}$$

3. СМЕСЬ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

3.1. Основные свойства газовых смесей

В технике довольно часто приходится иметь дело с газовыми смесями (природным газом, атмосферным воздухом, продуктами сгорания топлива и т. д.), поэтому для решения практических задач умение определять основные параметры смеси весьма необходимы.

Газовая смесь – это смесь отдельных газов, не вступающих между собой ни в какие химические взаимодействия. Каждый газ в смеси полностью сохраняет все свои свойства и ведет себя так, как будто он один занимает весь объем смеси.

Молекулы газа создают давление на стенки сосуда, которое называется *парциальным давлением* (частичным). *Парциальное давление* – давление, которое имел бы каждый газ в смеси, если бы он находился один в том же количестве, в том же объеме и при той же температуре, что и в смеси.

Газовая смесь идеальных газов подчиняется *закону Дальтона*: общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов смеси.

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_1^n p_i,$$

где p_1, p_2, \dots, p_n – парциальные давления газов смеси, Па.

Параметры газовой смеси могут быть вычислены по уравнению Клапейрона, где все параметры относятся к смеси газов. Для задания смеси газов используют массовые, объемные и молярные доли.

Массовая доля – это отношение массы каждого газа к общей массе смеси:

$$g_1 = \frac{m_1}{m}; \quad g_2 = \frac{m_2}{m}; \quad \dots; \quad g_n = \frac{m_n}{m},$$

где g_1, g_2, \dots, g_n – массовые доли каждого газа; m_1, m_2, \dots, m_n – масса каждого газа; m – масса смеси газов.

Сумма массовых долей равна 1: $g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1$.

Сумма масс всех газов равна массе смеси: $m_1 + m_2 + \dots + m_n = m$.

Объемная доля – отношение парциального (приведенного) объема каждого газа к общему объему смеси:

$$r_1 = \frac{V_1}{V}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V}; \quad \dots; \quad r_n = \frac{V_n}{V},$$

где r_1, r_2, \dots, r_n – объемные доли каждого газа; V_1, V_2, \dots, V_n – парциальные объемы каждого газа; V – объем смеси.

Парциальный объем – объем, который занимал бы газ, если бы его температура и давление были равны температуре и давлению смеси.

Сумма объемных долей равна 1:

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1.$$

Сумма парциальных объемов газов равна объему смеси:

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = V.$$

Объемные доли компонентов смеси совпадают с мольными долями этих же компонентов.

Мольная доля – отношение числа молей компонента к числу молей смеси.

По *закону Авогадро* 1 моль идеального газа при одинаковых давлении и температуре занимает один и тот же объем. Следовательно, приведенный объем компонента смеси во столько раз меньше объема смеси, во сколько раз число молей компонента меньше числа молей смеси. Поэтому мольные доли компонентов равны объемным долям этих компонентов.

Соотношение между массовыми и объемными долями

Между удельными объемами, плотностями, молярными массами и удельными газовыми постоянными газа и всей смеси существует зависимость:

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{v}{v_i} = \frac{M_i}{M} = \frac{R}{R_i},$$

где ρ_i – плотность компонента смеси, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; ρ – плотность смеси, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; M_i – молярная масса компонента смеси, $\frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$; M – молярная масса смеси, $\frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$.

Учитывая, что $g_i = \frac{m_i}{m} = \frac{\rho_i V_i}{\rho V} = r_i \frac{\rho_i}{\rho}$, получим уравнения, связывающие массовые и объемные доли:

$$g_i = r_i \frac{v}{v_i} = r_i \frac{M_i}{M} = r_i \frac{R}{R_i}, \quad r_i = g_i \frac{v_i}{v} = g_i \frac{M}{M_i} = g_i \frac{R_i}{R} = g \frac{\rho}{\rho_i}.$$

3.2. Газовая постоянная смеси

Для определения удельной газовой постоянной смеси используют две основные формулы:

$$R = \sum g_i R_i, \text{ если состав смеси задан массовыми долями;}$$

$$R = \frac{1}{\sum r_i R_i}, \text{ если состав смеси задан объемными долями.}$$

3.3. Средняя молярная масса смеси

Средняя молярная масса представляет собой условную величину и относится к такому однородному газу, число молекул и масса которого равны числу молекул и массе смеси газов. Если известна величина удельной газовой постоянной смеси:

$$M = \frac{8314}{R}; \quad M = \frac{1}{\sum \frac{g_i}{M_i}}, \text{ если смесь задана массовыми долями;}$$

$$M = \sum r_i M_i, \text{ если смесь задана объемными долями.}$$

3.4. Парциальные давления

Парциальное давление может быть найдено через массовые доли, если известны основные параметры газа:

$$p_i = \frac{m_i R_i T}{V} = p \frac{m_i R_i}{m R} = p g_i \frac{R_i}{R} = p g_i \frac{M}{M_i}, \text{ если смесь задана массовыми долями,}$$

$$p_i V = p V_i \text{ и } p_i = \frac{p V_i}{V} = r_i p, \text{ если смесь задана объемными долями.}$$

Контрольные вопросы

1. Что такое газовая смесь?
2. Как формулируется закон Дальтона?
3. Что понимается под парциальным давлением?
4. Как выражаются массовая, объемная и мольная доли компонентов газовой смеси?
5. Что называется парциальным (приведенным) объемом данного газа в смеси?
6. Как вычисляется средний молекулярный вес смеси?
7. Какая существует зависимость между газовой постоянной смеси и его молекулярной массой?
8. Почему молекулярная масса смеси называется средней молекулярной массой?
9. Как производится пересчет массового состава в объемный и объемного в массовый?
10. Как определяется парциальное давление газа в смеси по массовым и объемным долям?
11. Как определяются удельный объем и плотность смеси газов?

Задача

Смесь состоит из кислорода с парциальным давлением 43422 Па и неизвестного газа. Средняя мольная масса смеси равна 29,8 г/моль. Определить второй компонент смеси.

Решение

Определяем массовую долю кислорода в смеси:

$$p_i = p g_i \frac{M}{M_i}, g_{O_2} = 0,46, \text{ или } 46 \%$$

Определяем массовую долю неизвестного газа: $100 - 46 = 54 \%$, или 0,54.

Далее, используя формулу $M = \frac{1}{\sum \frac{g_i}{M_i}}$, находим молярную массу неиз-

$$\text{вестного газа: } 29,8 = \frac{1}{\frac{0,46}{32} + \frac{0,54}{M_x}}; \quad M_x = 28,15 \text{ г/моль, т. е. второй компонент}$$

смеси – азот.

4. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

Реальные газы отличаются от идеальных тем, что молекулы этих газов имеют конечные собственные объемы и связаны между собой силами взаимодействия, имеющими электромагнитную или квантовую природу. Из-за наличия сил взаимодействия между молекулами и конечности их объема законы идеальных газов не могут быть строго применены к реальным газам. При практических расчетах различных свойств реальных газов широкое применение нашло отношение $\frac{pv}{RT} = C$, которое называется *коэффициентом сжимаемости*.

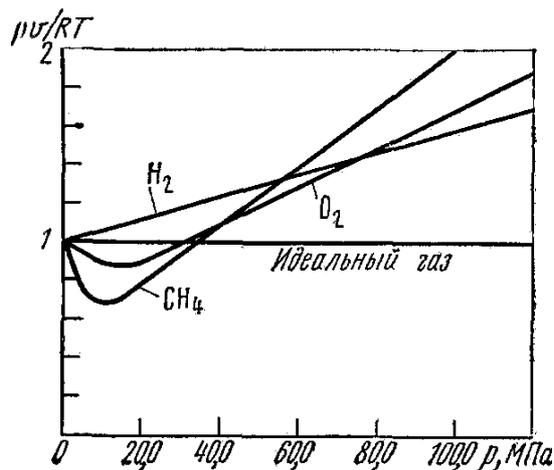


Рис. 3. Зависимость коэффициента сжимаемости от давления при температуре $t = 0^\circ\text{C}$

Так как для идеальных газов при любых условиях $pv = RT$ и $C = 1$, то коэффициент сжимаемости отражает отклонение свойств реального газа от идеального (рис. 3). Значение C зависит от давления и температуры, может быть больше или меньше 1, при очень низком давлении и высокой температуре приблизительно равно 1. Повышение давления и понижение температуры, увеличение концентрации молекул газа и уменьшение расстояния между ними усиливает отклонения свойств реального газа от идеального.

4.1. Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса

Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса является одной из первых попыток аналитически описать свойства реальных газов. Это уравнение наглядно показывает качественные особенности реальных газов и их отличие от идеальных. В первом приближении Ван-дер-Ваальс ввел в свое уравнение две поправки, которые учитывают отклонение реального газа от идеального.

Первая поправка зависит от объема самих молекул, и тогда уравнение Клапейрона можно представить в виде:

$$v = \frac{RT}{p}$$

Отсюда следует, что при увеличении давления объем v будет уменьшаться, и если $p \rightarrow \infty$, то $v \rightarrow 0$. Это полностью согласуется с определением идеального газа, в котором молекулы занимают бесконечно малый объем.

В реальном газе молекулы занимают конечный объем $v_{\text{мол}}$ (молекулы представляются как недеформируемые шары), и необходимо учитывать объем зазоров между молекулами при их полной упаковке $v_{\text{зав}}$. Таким образом, свободный объем для движения молекул составляет $v - b$, где $b = v_{\text{мол}} + v_{\text{зав}}$.

Величина b – это тот минимальный объем, до которого можно сжать газ. При этих условиях уравнение Клапейрона принимает другой вид:

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

Если в полученной зависимости давление увеличивается и стремится к бесконечности, то объем стремится к нулю или величине b , которая зависит от объема молекул. При этом давление в реальных газах при одинаковой температуре выше, чем в идеальных газах вследствие наличия меньшего свободного объема:

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

Вторая поправка учитывает влияние сил межмолекулярного взаимодействия. В реальном газе сила ударов о стенки сосуда меньше из-за того, что молекулы у стенки сосуда притягиваются соседними молекулами внутрь сосуда. Следовательно, и давление, оказываемое реальным газом, меньше на величину Δp . Эта поправка прямо пропорциональна числу притягиваемых или притягивающих молекул, или квадрату плотности газа, или обратно пропорциональна квадрату его удельного объема:

$$\Delta p = \alpha \rho^2 = \frac{\alpha}{v^2},$$

где α – коэффициент пропорциональности, принимающий для каждого газа определенное значение, не зависящее от состояния газа.

Введя эту поправку, получим:

$$p = \frac{RT}{v - b} - \Delta p \quad \text{или} \quad p = \frac{RT}{v - b} - \frac{\alpha}{v^2}.$$

Отсюда уравнение Ван-дер-Ваальса принимает вид

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

где $\frac{\alpha}{v^2}$ – внутреннее давление.

Уравнение Ван-дер-Ваальса качественно верно отражает поведение реальных газов в жидком или газообразном состоянии. Для двухфазных состояний оно неприменимо.

4.2. Уравнение М. П. Вукаловича и И. И. Новикова

Уравнение Ван-дер-Ваальса при больших плотностях дает значительные ошибки, вызванные неточностями при его выводе, в частности, неучетом физических явлений силовой ассоциации и диссоциации молекул. Также опыты показали, что коэффициенты b и α в уравнении Ван-дер-Ваальса не являются постоянными величинами и зависят от температуры и давления.

При выводе своего уравнения М. П. Вукалович и И. И. Новиков учли явления силовой ассоциации молекул под влиянием межмолекулярных сил взаимо-

действия. При явлении ассоциации происходит объединение отдельных молекул в группы, состоящие из двух, трех, четырех и более одиночных молекул. Отдельные молекулы, входящие в группы сложных частиц, сохраняя свои индивидуальные свойства, не реализуют полностью всех степеней свободы¹.

Следовательно, под *ассоциацией молекул* понимается простое механическое объединение двух, трех, четырех молекул и более в одну сложную частицу, которая в некоторых отношениях ведет себя как самостоятельная газовая частица.

Совокупность однородных газовых частиц, образующихся в результате ассоциации молекул, можно рассматривать как обычный газ, а любой реальный газ рассматривать как смесь отдельных газов, частицами которых являются одиночные, двойные, тройные и т. д. группы молекул. Эти газы находятся в постоянном взаимодействии друг с другом, и каждый из них достаточно точно следует уравнению Ван-дер-Ваальса. Применяя к подобным газам закон действующих масс и считая, что ассоциация приводит к созданию групп из двух, трех и четырех и более молекул, М. П. Вукалович и И. И. Новиков получили уравнение состояния. В наиболее простой форме, когда учитываются лишь двойные комплексы, уравнение имеет вид:

$$\left(p + \frac{\alpha}{v^2}\right)(v - b) = RT \left[1 - \frac{C}{vT^{\frac{3+2m}{2}}} \right],$$

где α , b – постоянные уравнения Ван-дер-Ваальса; C , m – постоянные, определяемые на основании опытных данных.

Контрольные вопросы

1. Чем отличаются реальные газы от идеальных?
2. Что называется коэффициентом сжимаемости?
3. Что положено в основу вывода уравнения Ван-дер-Ваальса?
4. Какой смысл имеет константа b уравнения Ван-дер-Ваальса?
5. Какая величина называется внутренним давлением газа?
6. Уравнение Ван-дер-Ваальса для 1 кг газа.
7. При каких условиях можно превращать газы в жидкое состояние?
8. В чем заключается силовая ассоциация молекул?
9. Что положено в основу вывода уравнения состояния М. П. Вукаловича и И. И. Новикова?

¹ О степенях свободы молекул см. подробнее в разд. 6.4.

5. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым явлениям, протекающим в термодинамических системах.

Закон сохранения и превращения энергии гласит, что в изолированной системе сумма всех видов энергии есть величина постоянная. Как следствие, энергия ниоткуда не появляется и никуда не исчезает, а лишь переходит из одного состояния в другое.

5.1. Внутренняя энергия

Под *внутренней энергией* газа понимается вся энергия, заключенная внутри тела или в системе тел. Внутренняя энергия включает в себя:

- 1) кинетическую энергию поступательного, вращательного и колебательного движения молекул;
- 2) потенциальную энергию взаимодействия молекул;
- 3) энергию электронных оболочек атомов;
- 4) внутриядерную энергию.

В большинстве теплэнергетических процессов две последние составляющие остаются неизменными. Поэтому внутренняя энергия определяется как кинетическая и потенциальная энергия. При этом кинетическая энергия есть функция температуры, а потенциальная энергия зависит от среднего расстояния между молекулами, а следовательно, от объема. Таким образом, внутренняя энергия (U) – это функция состояния тела:

$$U = U_{\text{пот}} + U_{\text{кин}} + U_0,$$

где $U_{\text{пот}}$ – потенциальная составляющая; $U_{\text{кин}}$ – кинетическая составляющая; U_0 – постоянная интегрирования. Величина U_0 представляет собой нулевую энергию, или внутреннюю энергию при абсолютном нуле. Как известно, при 0 К тепловое движение молекул прекращается, но продолжается движение частиц внутри атомов, например движение электронов. Поскольку абсолютное значение внутренней энергии методами термодинамики установить невозможно, то при термодинамическом анализе системы используют изменение внутренней энергии в результате процесса, поэтому величина U_0 не учитывается и принимается равной нулю.

Для *идеальных газов* в понятие внутренней энергии включают кинетическую энергию движения молекул и энергию колебательных движений атомов в молекуле. Для *реальных газов* дополнительно учитывают потенциальную составляющую энергии, связанную с наличием сил взаимодействия между молекулами и зависящую от расстояния между ними. Внутренняя энергия является аддитивным или экстенсивным параметром, так как ее величина зависит от массы тела.

Удельная внутренняя энергия (u) (отнесенная к 1 кг) равна сумме энергий ее отдельных составляющих:

$$u = \sum_1^n u_i.$$

Изменение удельной внутренней энергии не зависит от характера или пути процесса, а определяется только начальным и конечным его состоянием:

$$u_2 - u_1 = \Delta u.$$

Этот факт наглядно демонстрирует рис. 4.

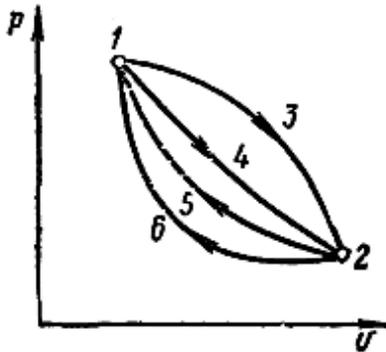


Рис. 4. Изменение удельной внутренней энергии газа

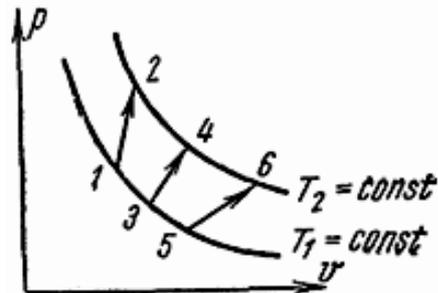


Рис. 5. p, v -диаграмма

Во всех процессах изменение удельной внутренней энергии будет одно и то же. В круговых процессах изменение удельной внутренней энергии равно нулю:

$$u_2 - u_1 = \Delta u = 0.$$

Утверждение, что удельная внутренняя энергия идеального газа является функцией только температуры, справедливо с допустимой погрешностью и для реальных газов, если они находятся при высокой температуре и малом давлении. Если на p, v -диаграмме (рис. 5) между изотермами T_1 и T_2 изобразить ряд произвольных процессов 1-2, 3-4, 5-6, которые имеют различные начальные и конечные объемы и давления, то изменение удельной внутренней энергии идеального газа будет одинаковым: $\Delta u = u_2 - u_1 = u_4 - u_3 = u_6 - u_5 = f(T_2) - f(T_1)$.

5.2. Работа расширения

Работа в термодинамике, как и в механике, определяется произведением действующей на рабочее тело силы на путь ее действия. Допустим, что имеется газ с параметрами M или m (масса) и V (объем), заключенный в эластичную оболочку с поверхностью F (рис. 6). 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

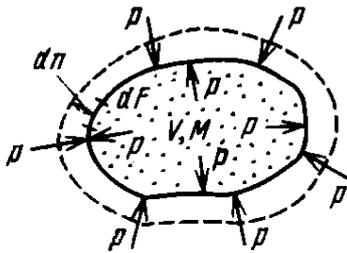


Рис. 6. К определению работы расширения

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:

$$\delta L = p \int_F dF dn.$$

Из рис. 6 очевидно, что интеграл по поверхности соответствует изменению объема ΔV : $\int_F dF dn = \Delta V$. Следовательно, $\delta L = p \Delta V$. При конечном изменении

объема работа против сил внешнего давления, называемая работой расширения, выражается зависимостью:

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p \Delta V.$$

Работа δL и изменение объема ΔV всегда имеют одинаковые знаки, отсюда:

1) $\delta L > 0$ и $\Delta V > 0$ – при расширении работа тела положительна, при этом само тело совершает работу;

2) $\delta L < 0$ и $\Delta V < 0$ – при сжатии работа тела отрицательна, при этом не тело совершает работу, а на его сжатие затрачивается работа.

Если процесс расширения протекает не с 1 кг газа, а с m (кг), то уравнение работы расширения примет вид:

$$L = m \int_{v_1}^{v_2} p \Delta v.$$

Для исследования равновесных процессов в термодинамике используют p, v -диаграммы, где работа изменения объема эквивалентна площади под кривой процесса (рис. 7). Каждому пути перехода соответствует своя работа расширения, следовательно, работа зависит от характера термодинамического процесса, а не является функцией только начального и конечного состояния системы.

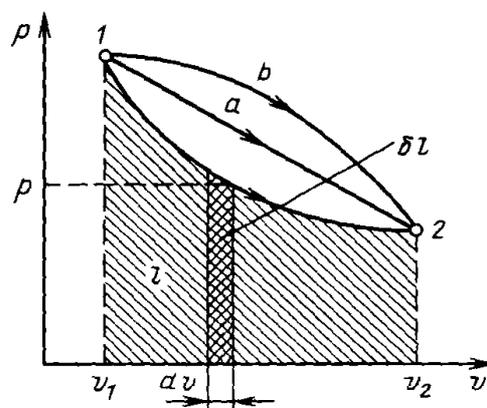


Рис. 7. Графическое изображение работы в p, v -координатах

5.3. Теплота

Помимо макрофизической формы передачи энергии – работы существует также и микрофизическая, т. е. осуществляемая на молекулярном уровне. В этом случае энергия может быть передана системе без совершения работы. Мерой количества энергии, переданной микрофизическим путем, является *теплота*.

Теплота может передаваться либо при непосредственном контакте между телами (теплопроводность, конвекция), либо на расстоянии (излучение) при обязательном наличии градиента температур.

5.4. Аналитическое выражение первого закона термодинамики

Пусть 1 кг рабочего тела совершает некоторый процесс (рис. 8), на элементарном участке которого $a-b$ подводится бесконечно малое количество энергии в форме теплоты dq ; при этом температура и объем тела увеличиваются соответственно на бесконечно малые величины dT и dv .

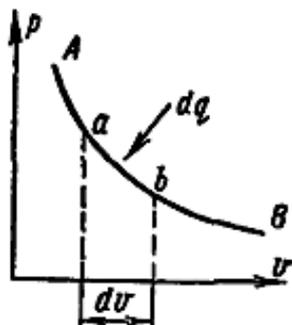


Рис. 8. p, v -диаграмма

С повышением температуры тела на dT увеличивается скорость молекул, или его внутренняя кинетическая энергия. С увеличением объема тела на dv увеличивается расстояние между молекулами, что связано с увеличением его внутренней потенциальной энергии. Сумма изменений внутренней кинетической и внутренней потенциальной энергии представляет полное изменение удельной внутренней энергии du .

С увеличением объема на dv тело совершает внешнюю работу по преодолению внешних сил, которую обозначают δl . Если в рабочем теле не происходит каких-либо других явлений и отсутствует кинетическая энергия видимого движения, то, согласно закону сохранения энергии, для элементарного процесса характерна следующая зависимость:

$$\delta q = du + \delta l = du + p dv.$$

Полученное выражение является аналитическим выражением *первого начала термодинамики*. Оно формулируется следующим образом: *подведенная к рабочему телу энергия в форме удельной теплоты расходуется на изменение удельной внутренней энергии и на совершение телом внешней работы*.

Величины, входящие в уравнение первого закона термодинамики, могут быть как положительными, так и отрицательными.

Несмотря на всю простоту первого закона термодинамики, имеется большое количество его *формулировок*.

1. *Невозможно возникновение или уничтожение энергии*. Эта формулировка говорит о невозможности возникновения энергии из ничего и уничтожении ее в ничто.

2. *Любая форма движения способна и должна превращаться в любую другую форму движения*. Эта формулировка, данная Энгельсом, подчеркивает неуничтожаемость энергии и ее способность взаимопревращаться в любые другие виды энергии.

3. *Создание вечного двигателя первого рода невозможно*. Понимается невозможность создания машины, производящей работу из ничего.

И многие другие.

5.5. Энтальпия

Энтальпия (I) представляет собой функцию состояния. Энтальпия, отнесенная к массе тела, представляет собой *удельную энтальпию* i , которая характеризуется следующим соотношением: $i = u + p v$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Являясь функцией состояния, удельная энтальпия не зависит от характера процесса, а определяется только начальным и конечным состоянием системы:

$$\Delta i = i_2 - i_1.$$

Изменение удельной энтальпии газа в циклах равно нулю: $di = 0$.

Если в качестве независимых параметров выбрать давление p и температуру T , то выражение первого начала термодинамики можно представить в виде:

$$\delta q = di - v dp \quad \text{или} \quad q_{1-2} = i_2 - i_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

Значения энтальпии для паров, газов, газовых смесей приводятся в технической и справочной литературе. Пользуясь этими данными, можно определять количество теплоты, участвующее в процессе при постоянном давлении.

Энтальпия имеет большое значение и применение при расчетах тепловых и холодильных установок и как параметр состояния рабочего тела значительно упрощает тепловые расчеты. Она позволяет применять графические методы при исследовании всевозможных термодинамических процессов и циклов. Энтальпией особенно целесообразно пользоваться тогда, когда в качестве основных параметров принимают p и T .

Контрольные вопросы

1. Какие существуют формулировки первого закона термодинамики?
2. Что понимается под внутренней энергией идеального газа?
3. Внутренняя энергия является функцией состояния или процесса?
4. Чему равно изменение внутренней энергии в круговом процессе?
5. Записать аналитическое выражение первого закона термодинамики.
6. Вывод уравнения работы в произвольном процессе.
7. Показать, что работа и количество теплоты зависят от характера процесса.
8. Что такое энтальпия?
9. Другая форма аналитического выражения первого закона термодинамики – с использованием удельной энтальпии.

Задача

Паротурбинная установка сахарного завода мощностью $N = 2000$ кВт имеет КПД 30%. На нее расходуется топливо с теплотой сгорания $Q_H^p = 27000$ кДж/кг. Определить суточный расход топлива.

Решение

$$m = \frac{N \cdot 60 \cdot 60 \cdot 24}{Q_H^p \eta_t} = \frac{2000 \cdot 3600 \cdot 24}{27000 \cdot 0,3} = 21333 \text{ кг.}$$

6. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ. ЭНТРОПИЯ

6.1. Основные определения

При расчете теплового оборудования наиболее важным является оценка теплоты, участвующей в процессе.

Сообщение телу теплоты приводит к изменению его состояния и сопровождается изменением температуры. Отношение элементарного количества теплоты δq , полученного телом при бесконечно малом изменении его состояния, к изменению его температуры dt называется *теплоемкостью тела*:

$$C_x = \frac{\delta q_x}{dt}.$$

Величина количества теплоты q зависит не только от температуры, но и от вида процесса подвода теплоты. Общее количество теплоты, полученное в данном процессе, определяется выражением:

$$q_{1-2,x} = \int_{t_1}^{t_2} C_x dt.$$

Количество теплоты и теплоемкость зависят от характера процесса, величина теплоемкости варьируется в интервале от $-\infty$ до $+\infty$.

6.2. Удельная (массовая), объемная и молярная теплоемкости газов

Различают следующие виды теплоемкости.

1. *Удельная (массовая) теплоемкость* c_x – величина, равная отношению теплоемкости однородного тела к его массе. Единица измерения $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

2. *Объемная теплоемкость* c'_x – отношение теплоемкости рабочего тела к его нормальному объему при нормальных физических условиях. Единица измерения $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$.

3. *Молярная теплоемкость* c_m – произведение удельной теплоемкости на молярную массу вещества. Единица измерения $\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$.

Между указанными удельными теплоемкостями существует взаимосвязь:

$$c_x = c'_x v_H = \frac{c_m}{M},$$

где v_H – удельный объем при нормальных физических условиях; M – молярная масса вещества.

6.3. Теплоемкость в изохорном и изобарном процессах

Поскольку теплоемкость зависит от характера процесса, то выражения удельной теплоемкости в изохорном и изобарном процессах будут выглядеть следующим образом.

$$\text{В изохорном процессе: } c_v = \frac{\delta q_v}{dt}. \text{ В изобарном процессе: } c_p = \frac{\delta q_p}{dt}.$$

При равновесном процессе нагревания тела элементарное количество теплоты определяется соотношением: $\delta q = du + p dv$. Поскольку удельная внутренняя энергия есть функция двух параметров системы, то:

$$u = f(T, v); \quad u = f_1(T, p); \quad u = f_2(p, v).$$

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

$$\text{Тогда } \delta q = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] dv.$$

Полученное выражение для процесса при постоянном объеме примет вид:

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

Поэтому удельная теплоемкость при $v = const$ может быть представлена уравнением

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v.$$

Т. е. удельная теплоемкость при постоянном объеме равна частной производной от удельной внутренней энергии (рассматриваемой как функция T и v) по температуре.

Кроме того, поскольку в изохорном процессе тело не совершает внешнюю работу, вся элементарная теплота, сообщенная телу, идет на приращение удельной внутренней энергии:

$$\delta q_v = du_v = c_v dT_v \text{ или } q_{1-2,v} = u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1).$$

Изменение удельной внутренней энергии идеального газа равно произведению удельной теплоемкости при постоянном объеме на разность температур тела в любом процессе.

Подставляя $du_v = c_v dT_v$ в уравнение первого закона термодинамики, получим в общем случае для обратимого процесса при бесконечно малом изменении состоянии идеального газа:

$$\delta q = c_v dT + p dv.$$

Если в качестве независимых переменных принять T и v , то из уравнения первого закона термодинамики получим $\delta q = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] dv$.

Отсюда при $p = const$ $\delta q_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT_p + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right] dv_p$.

Или, поскольку $\delta q_p = \delta u_p = du_p = c_p dT_p$, $c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right] \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$.

Учитывая, что $c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$, получим

$$c_p = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right] \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p.$$

Последнее уравнение устанавливает взаимосвязь между двумя удельными теплоемкостями c_p и c_v .

Для идеального газа $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0$, а из уравнения состояния $p \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = R$, следовательно,

$$c_p = c_v + R \text{ и } c_p - c_v = R.$$

Это уравнение носит название *уравнения Майера*.

Для идеальных газов разность $c_p - c_v$ есть величина постоянная. Для реальных газов $c_p - c_v > R$. Это неравенство объясняется тем, что при расширении реальных газов (при $p = const$) совершается не только внешняя, но внутренняя работа, связанная с изменением внутренней потенциальной энергии тела, что и вызывает больший расход теплоты.

Уравнение для удельной теплоемкости c_p можно получить, если в качестве независимых использовать T и p , тогда:

$$\delta q = di + v dp \text{ или } \delta q = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p dT + \left[v - \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T + p\right] dp.$$

Откуда следует, что при $p = const$ $\delta q_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p dT_p$.

И, следовательно, удельная теплоемкость при постоянном давлении равна

$$c_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p.$$

Т. е. удельная теплоемкость тела c_p при $p = const$ равна частной производной от удельной энтальпии i по температуре T и является функцией p и T .

Поскольку удельная энтальпия идеального газа зависит только от температуры, то удельная теплоемкость c_p идеального газа для любого процесса

$$c_p = \frac{\partial i}{\partial T}.$$

Тогда уравнение первого закона термодинамики: $\delta q = di - v dp$.

Для идеального газа можно представить в виде $\delta q = c_p dT - v dp$.

6.4. Молекулярно-кинетическая и квантовая теории теплоемкости

Обычно теплоемкости определяются экспериментально, но для многих веществ их можно рассчитать методами статистической физики. Числовое значение теплоемкости идеального газа позволяет найти классическая теория теплоемкости, основанная на теореме о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул. Согласно этой теореме, внутренняя энергия идеального газа прямо пропорциональна числу степеней свободы молекул и энергии $\frac{kT}{2}$, приходящейся на одну степень свободы. Для 1 моля газа:

$$U_{\mu} = \frac{i}{2} N_0 kT = \frac{i}{2} R_M T,$$

где i – число степеней свободы (число независимых координат, которые нужно задавать, чтобы полностью определить положение молекулы в пространстве); N_0 – число Авогадро.

Молекула *одноатомного газа* имеет три степени свободы поступательного движения. Мольная теплоемкость равна $12,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$. Молекула *двухатомно-*

го газа, кроме поступательного, может совершать еще и вращательное движение вокруг общего центра тяжести, который находится на линии, соединяющей два атома. Такая молекула имеет пять степеней свободы, три из которых принадлежат поступательному движению и две степени свободы вращательного движения. Мольная теплоемкость равна $20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$. Молекулы *трех- и мно-*

гоатомных газов имеют три степени свободы поступательного движения и три степени свободы вращательного движения, всего шесть. Мольная теплоемкость равна $24,9 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$.

6.5. Истинная и средняя теплоемкости

Поскольку теплоемкость идеального газа зависит только от температуры, а реального еще и от давления, то в технической термодинамике различают истинную и среднюю теплоемкости. *Истинной удельной теплоемкостью* называется отношение элементарного количества теплоты, сообщаемой термодинамической системе в каком-либо процессе, к бесконечно малой разности температур:

$$c_x = \frac{\delta q_x}{dt}.$$

Средней удельной теплоемкостью \bar{c}_x называется отношение количества теплоты, полученного системой, к конечной разности температур:

$$\bar{c}_x \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{q_{1-2,x}}{t_2 - t_1} = \frac{c_x \Big|_{t_2}^{t_2} (t_2 - t_1)}{t_2 - t_1} = \frac{c_x \Big|_0^{t_2} t_2 - c_x \Big|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}.$$

6.6. Зависимость теплоемкости от температуры

Температурную зависимость удельной теплоемкости приближенно можно выразить в виде полинома третьей степени от t °С (рис. 9, зависимость 1–2):

$$C = a + bt + ct^2 + dt^3,$$

где a, b, c, d – постоянные коэффициенты, численные значения которых зависят от рода газа и характера протекания процесса.

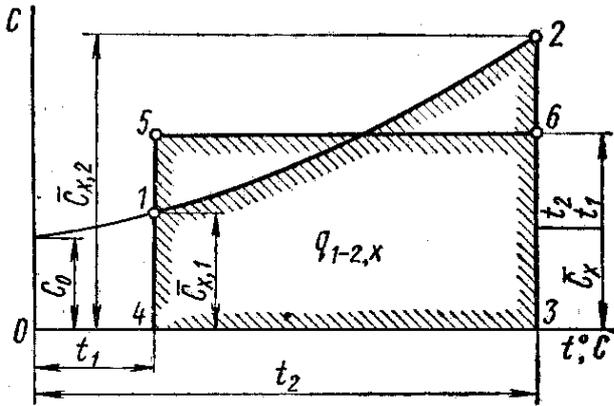


Рис. 9. Зависимость теплоемкости от температуры

В теплотехнических расчетах часто заменяют криволинейную зависимость теплоемкости от температуры близкой к ней прямолинейной зависимостью (рис. 9, зависимость 5–6). В этом случае истинная теплоемкость удельная определяется из выражения $C = a + bt$.

Расчетные или, как их обычно называют, интерполяционные формулы для определения истинной мольной теплоемкости некоторых газов приведены в соответствующих таблицах.

Количество теплоты в процессе нагрева идеального газа от t_1 до t_2 графически изображается площадью под прямой и выражается уравнением:

$$Q = m \left[\bar{c} \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c} \Big|_0^{t_1} t_1 \right] = V_H \left[\bar{c}' \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}' \Big|_0^{t_1} t_1 \right].$$

6.7. Отношение удельных теплоемкостей c_p и c_v . Показатель адиабаты

В термодинамических уравнениях часто используется отношение удельных теплоемкостей в процессах при постоянном давлении и постоянном объеме, которое носит название *показателя адиабаты* (k):

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c'_p}{c'_v} = \frac{c_{mp}}{c_{mv}}.$$

Согласно классической кинетической теории газов, величина k определяется числом степеней свободы молекулы: $k = \frac{2}{i} + 1$.

При $c = const$ получим:

для одноатомного газа $k = 1,66$;

для двухатомного газа $k = 1,4$;

для трех- и многоатомных газов $k = 1,33$.

При $c \neq const$ получим, что k зависит от температуры: $k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + R}{c_v} = 1 + \frac{R}{c_v}$.

6.8. Определение q_p и q_v для идеальных газов

Уравнения для расчета количества теплоты q_p и q_v выглядят следующим образом:

$$q_{1-2,p} = \bar{c}_p \int_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_p \int_0^{t_1} t_1 = i_2 - i_1;$$
$$q_{1-2,v} = \bar{c}_v \int_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_v \int_0^{t_1} t_1 = u_2 - u_1.$$

Следовательно, для определения теплоты необходимо знать либо удельную теплоемкость в интервале температур от 0 до t °С, либо значения удельных энтальпий и удельных внутренних энергий. В настоящее время имеется большое количество пособий и специальных таблиц, в которых эти величины приводятся с высокой степенью точности для широкого интервала температур.

6.9. Теплоемкость смеси идеальных газов

При расчетах тепловых установок приходится встречаться со смесями газов, а таблицы содержат данные только для отдельных газов. Поэтому нужно уметь определять теплоемкость газовой смеси.

Для массовой теплоемкости:

$$C = \sum_{i=1}^n g_i C_i, \text{ если смесь задана массовыми долями.}$$

Для объемной теплоемкости:

$$C' = \sum_{i=1}^n r_i \cdot C_i', \text{ если смесь задана объемными долями.}$$

Для мольной теплоемкости:

$$C_i = \sum_{i=1}^n r_i C_{i_i}, \text{ если смесь задана мольными долями.}$$

6.10. Энтропия

Поскольку теплота q не является функцией состояния, $\delta q = du + p dv$ не будет полным дифференциалом. δq представляет собой только некоторую бесконечно малую величину. Для того чтобы проинтегрировать правую часть уравнения, необходимо знать зависимость p от v , т. е. процесс, который совершает газ. Из математики известно, что дифференциальный двучлен можно превратить в полный дифференциал умножением (или делением) на интегрирующий множитель (или делитель). Таким интегрирующим делителем для элементарного количества теплоты δq является абсолютная температура T . Например,

$$\text{для идеального газа } \frac{\delta q}{T} = \frac{c_p dT + p dv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}.$$

Выражение $\frac{\delta q}{T}$ при обратимом изменении состояния газа есть полный дифференциал некоторой функции переменных T и v (c_v зависит только от тем-

пературы, а R – величина постоянная), которая называется *энтропией*. Обозначается буквой S . Выражается полная энтропия в $\frac{\text{Дж}}{\text{К}}$, а удельная энтропия (отнесенная к единице массы) $s = \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$. Таким образом, дифференциал удельной энтропии для обратимого изменения состояния определяется выражением:

$$ds = \frac{\delta q}{T}.$$

Эта формула справедлива и для идеальных, и для реальных газов.

Поскольку при температуре, близкой к абсолютному нулю, вещества находятся в конденсированном состоянии, их энтропия также стремится к нулю. Этот закон называют *третьим законом термодинамики*.

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

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\delta q}{T}.$$

Поэтому удельную энтропию часто отсчитывают от произвольного уровня значения. Удельная энтропия может быть определена как функция T и v при $c_v = \text{const}$, тогда для идеального газа:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Если удельная энтропия задана как функция p и T при $c_p = \text{const}$, тогда для идеального газа:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Поскольку удельная энтропия есть функция состояния рабочего тела, все уравнения можно использовать для расчетов вне зависимости от пути перехода.

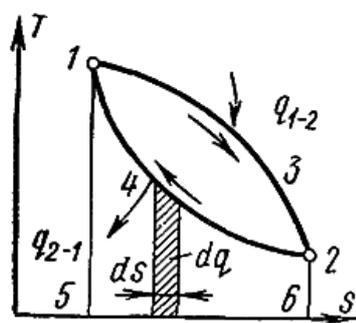


Рис. 10. T, s -диаграмма

Очень удобной для термодинамических расчетов является T, s -диаграмма (рис. 10), в которой состояние системы изображается точкой, а равновесный термодинамический процесс линией. Удельная теплота δq процесса изобразится на диаграмме в виде элементарной площадки высотой T и основанием ds . Площадь под кривой обратимого процесса $1-3-2$ изображает удельную теплоту, подводимую к системе.

Обратимый круговой процесс изображен на диаграмме площадью 13241 . Из уравнения $\delta q = ds T$ следует, что δq и ds имеют одинаковые знаки. Следовательно, при увеличении удельной энтропии теплота к системе подводится, а при уменьшении отводится. Разность между подведенным и отведенным количеством теплоты представляет собой полезную внешнюю работу, которую совершает рабочее тело при круговом обратимом процессе над внешним объектом работы: $q_{1-2} - q_{2-1} = l'$.

Контрольные вопросы

1. Что понимают под удельной теплоемкостью?
2. Дать определение массовой, объемной и мольной теплоемкостям.
3. Что называется средней теплоемкостью?
4. Что называется истинной теплоемкостью?
5. Что такое теплоемкость при постоянном объеме и теплоемкость при постоянном давлении?
6. Как записывается и какой смысл уравнения Майера?
7. Какой смысл показателя адиабаты k и как он определяется?
8. Почему удельная теплоемкость при постоянном давлении всегда больше удельной теплоемкости при постоянном объеме?
9. Каким выражением устанавливается зависимость истинной теплоемкости реальных газов от температуры?
10. Какими уравнениями вычисляется средняя теплоемкость?
11. Что представляет собой теплоемкость газовой смеси и как она вычисляется?

Задача

Определить изменение внутренней энергии 2 кг кислорода при расширении в цилиндре с подвижным поршнем, если температура его изменяется от 600 до 100 °С. Задачу решить при постоянной теплоемкости и по таблицам. Определить процент ошибки.

Решение

Изменение внутренней энергии кислорода при переменной удельной теплоемкости

$$U_2 - U_1 = m \bar{c}_v \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1),$$

$$\text{где } \bar{c}_v \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = \frac{(\bar{c}_v \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_v \Big|_0^{t_1} t_1)}{t_2 - t_1},$$

$$\bar{c}_v \Big|_{300}^{600} = \frac{(0,7827 \cdot 600 - 0,6632 \cdot 100)}{600 - 100} = 0,807 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$U_2 - U_1 = 2 \cdot 0,807(600 - 100) = 807 \text{ кДж}.$$

Изменение внутренней энергии кислорода при постоянной удельной теплоемкости $c_v = \frac{20,8}{32} = 0,65 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ по молекулярно-кинетической теории газов

$$U_2 - U_1 = m c_v (t_2 - t_1) = 2 \cdot 0,65 \cdot 500 = 650 \text{ кДж}.$$

$$\text{Процент ошибки } \frac{(807 - 650)100}{807} = 19,7 \text{ \%}.$$

7. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

7.1. Основные определения

Первый закон термодинамики устанавливает взаимосвязь между количеством теплоты, изменением внутренней энергии и внешней работой газа, причем количество теплоты, отводимое от тела и подводимое к нему, зависит от характера процесса.

Основные термодинамические процессы:

- 1) *изохорный* ($v = \text{const}$);
- 2) *изобарный* ($p = \text{const}$);
- 3) *изотермический* ($T = \text{const}$);
- 4) *адиабатный* (протекающий при отсутствии теплообмена с окружающей средой).

Кроме того, существует группа процессов, являющихся при определенных условиях обобщающими для основных процессов. Эти процессы называются *политропными* (характеризуются постоянством теплоемкости в процессе).

Для всех процессов устанавливается общий метод исследования, заключающийся в следующем:

- 1) выводится уравнение кривой процесса на p, v - и T, s -диаграммах;
- 2) устанавливается зависимость между основными параметрами рабочего тела в начале и конце процесса;
- 3) определяется изменение удельной внутренней энергии по формуле, справедливой для всех процессов идеального газа:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_v dt = \bar{c}_v \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_v \Big|_0^{t_1} t_1$$

или при постоянной удельной теплоемкости $\Delta u = u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1)$;

- 4) вычисляется работа изменения объема газа по основной формуле:

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

- 5) определяется удельное количество теплоты, участвующее в процессе:

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_x dt = \bar{c}_x \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_x \Big|_0^{t_1} t_1;$$

6) определяется изменение удельной энтальпии в процессе по формуле, справедливой для всех процессов:

$$\Delta i = i_2 - i_1 = \bar{c}_p \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_p \Big|_0^{t_1} t_1$$

и для постоянной удельной теплоемкости $\Delta i = i_2 - i_1 = c_p (t_2 - t_1)$;

- 7) определяется изменение удельной энтропии идеального газа по формулам:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad \Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Рассматриваемые процессы считаются обратимыми.

7.2. Изохорный процесс

Изохорным называется процесс, протекающий при постоянном объеме. Кривая процесса называется *изохорой* (рис. 11).

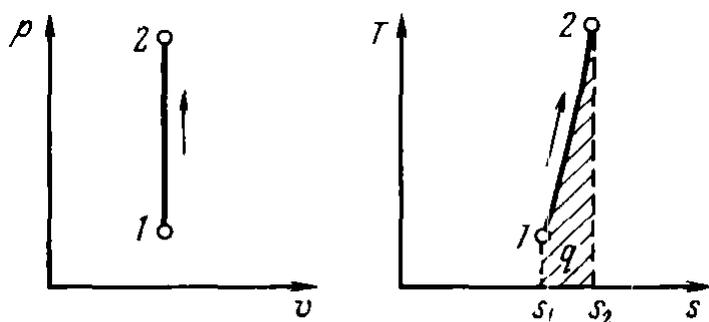


Рис. 11. p, v - и T, s -диаграммы изохорного процесса

Из уравнения состояния идеального газа $p\nu = RT$ при $\nu = const$ давление газа изменяется прямо пропорционально абсолютным температурам:

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

Внешняя работа газа (работа расширения) при этом равна нулю: $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0$. Удельная располагаемая (полезная) внешняя работа l' , которая может быть передана внешнему объекту работы, определяется по формуле:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} \nu dp = -\nu(p_2 - p_1).$$

Основное уравнение первого закона термодинамики при $\delta l = 0$ принимает вид:

$$\delta q_\nu = du_\nu = c_\nu dt.$$

Количество теплоты, участвующее в процессе при постоянной удельной теплоемкости, равно

$$q_{1-2,\nu} = \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) dt = \int_{t_1}^{t_2} c_\nu dt = c_\nu (t_2 - t_1) = u_2 - u_1.$$

Вся внешняя теплота расходуется только на изменение удельной внутренней энергии.

При переменной удельной теплоемкости $q_{1-2,\nu} = u_2 - u_1 = \bar{c}_\nu \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_\nu \Big|_0^{t_1} t_1$.

Если в процессе давление повышается, то удельное количество теплоты подводится, при этом увеличиваются внутренняя энергия и температура газа. Если давление понижается, то теплота отводится, при этом уменьшаются внутренняя энергия и температура.

Изменение удельной энтропии в изохорном процессе при постоянной удельной теплоемкости равно:

$$s_2 - s_1 = c_\nu \ln \frac{T_2}{T_1} = c_\nu \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Данное уравнение показывает, что изохора на T, s -диаграмме (рис. 12) представляет собой кривую 1-2.

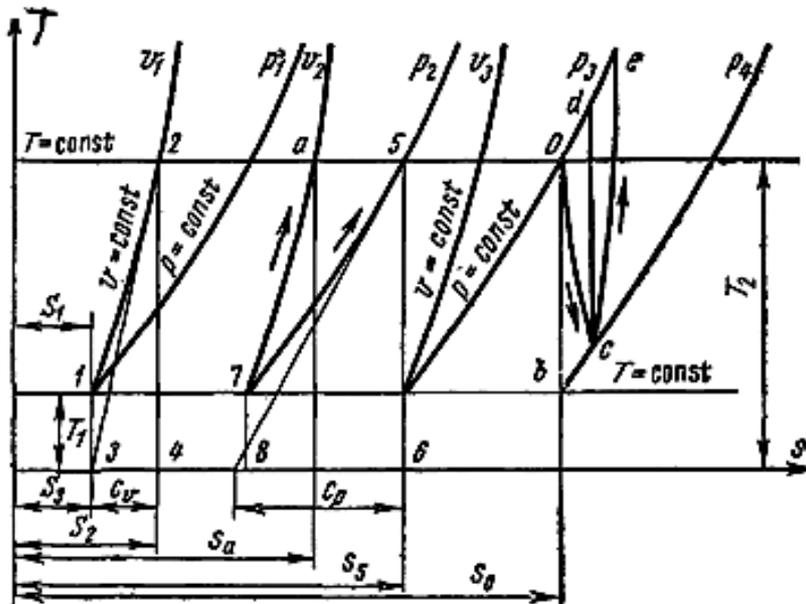


Рис. 12. T, s -диаграмма

Площадь под кривой в некотором масштабе изображает количество теплоты q , расходуемое на изменение удельной внутренней энергии газа ($u_2 - u_1$). Изохоры, построенные для различных объемов, смещены друг относительно друга на расстояние, определяемое по уравнению при $T = const$ (рис. 12):

$\Delta s = s_a - s_2 = R \ln \frac{v_a}{v_2}$. Чем больше объем газа, тем дальше находится изохора от оси ординат.

7.3. Изобарный процесс

Изобарным называется процесс, протекающий при постоянном давлении. Кривая процесса называется *изобарой* (рис. 13).

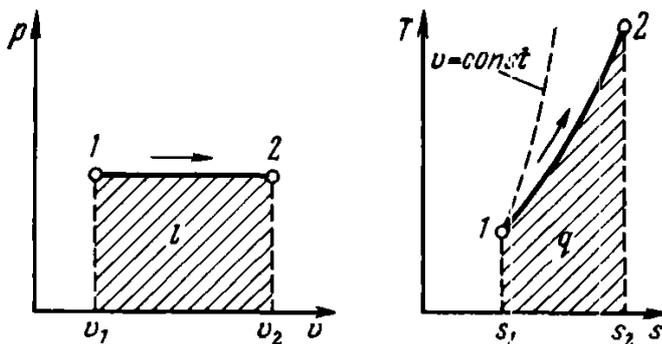


Рис. 13. p, v - и T, s -диаграммы изобарного процесса

Из уравнения состояния идеального газа $p v = RT$ при $p = const$ объем газа изменяется прямо пропорционально абсолютным температурам:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

При расширении газа его температура возрастает, при сжатии – уменьшается. Удельная работа изменения объема выражается уравнением:

$$l = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1) \text{ или } l = R(T_2 - T_1).$$

Удельная располагаемая (полезная) внешняя работа: $l' = -\int_1^2 v dp = 0$.

Изменение удельной внутренней энергии: $\Delta u = u_2 - u_1 = c_v(t_2 - t_1)$.

Основное уравнение первого закона термодинамики при $p = const$ принимает вид: $\delta q_p = c_p dt = di$. Следовательно, удельное количество теплоты, сообщенное телу в изобарном процессе при постоянной удельной теплоемкости:

$$q_{1-2,p} = \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial i}{\partial t} \right)_p dt = \int_{t_1}^{t_2} c_p dt = c_p(t_2 - t_1) = i_2 - i_1.$$

При переменной удельной теплоемкости $q_{1-2,p} = i_2 - i_1 = \bar{c}_p \Big|_0^{t_2} - \bar{c}_p \Big|_0^{t_1}$.

Часть сообщенного удельного количества теплоты $q_{1-2,p}$, равная $p(v_2 - v_1)$, переходит в работу расширения, а другая часть идет на увеличение удельной внутренней энергии тела.

Для обратимого изобарного процесса при постоянной удельной теплоемкости изменение удельной энтропии находится по уравнению $s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1}$.

Изобара на T, s -диаграмме изображается кривой, обращенной выпуклостью вниз. Площадь под изобарой в некотором масштабе изображает некоторое количество теплоты q_p , сообщенное газу и равное изменению удельной энтальпии $i_2 - i_1$. Все изобары при одной и той же температуре имеют одинаковые угловые коэффициенты. Горизонтальные расстояния между изобарами различных давлений при $T = const$ (рис. 13) определяются по уравнению $\Delta s = s_0 - s_5 = R \ln \frac{p_5}{p_0}$.

Из данного уравнения следует, что расстояние между изобарами зависит от давлений и природы газа. Чем больше давление газа, тем ближе изобара к оси ординат. В случае осуществления изобарного и изохорного процессов в одном температурном интервале возрастание удельной энтропии будет больше в изобарном процессе, так как c_p всегда больше c_v . Поэтому изобара является более пологой кривой по сравнению с изохорой (рис. 13).

7.4. Изотермический процесс

Изотермическим называется процесс, протекающий при постоянной температуре. Кривая процесса называется *изотермой* (рис. 14). Для изотермического процесса идеального газа $p v = RT$ или $\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}$. При постоянной температуре объем газа изменяется обратно пропорционально его давлению (закон Бойля – Мариотта).

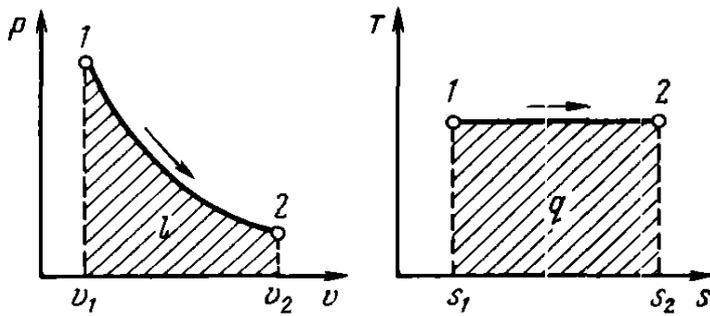


Рис. 14. p, v - и T, s -диаграммы изотермического процесса

На p, v -диаграмме (рис. 14) изотермический процесс представляет собой равнобокую гиперболу. Основное уравнение первого закона термодинамики при $T = const$ принимает вид: $\delta q = \delta l$ или $q_{1-2} = l_{1-2}$. Количество подведенной к рабочему телу теплоты численно равно работе изменения объема. Удельная ра-

бота изменения объема $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$. Но из уравнения изотермы $\frac{p}{p_1} = \frac{v}{v_1}$ имеем

$p = \frac{p_1 v_1}{v}$, поэтому $l = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v}$. Интегрируя последнее выражение, получим

$l = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = q$. При переходе к десятичному логарифму

$$l = 2,3 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} = 2,3 p_1 v_1 \lg \frac{p_1}{p_2}.$$

Удельная располагаемая внешняя работа l' определяется по формуле

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp = p_1 v_1 \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = p_1 v_1 \lg \frac{p_1}{p_2}.$$

Таким образом, в изотермическом процессе идеального газа $l = l' = q$, или удельная работа изменения объема, располагаемая (полезная) работа и удельное количество теплоты, полученное телом, равны между собой.

Удельная теплоемкость в изотермическом процессе

$$c_T = \frac{\delta q}{dT} = \frac{\delta q}{0} = \pm \infty.$$

Удельная энтальпия и удельная внутренняя энергия идеального газа не меняются, т. е. $di = 0$ и $du = 0$. Для определения изменения удельной энтропии используют уравнение $s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$. Откуда $s_2 - s_1 = R \ln \frac{p_2}{p_1} = R \ln \frac{v_2}{v_1}$.

Удельное количество теплоты, участвующее в изотермическом процессе, равно произведению изменения удельной энтропии ($s_2 - s_1$) на абсолютную температуру T :

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

7.5. Адиабатный процесс

Адиабатным называется процесс, протекающий без подвода и отвода теплоты, т. е. при отсутствии теплообмена рабочего тела с окружающей средой. Кривая процесса – адиабата (рис. 15).

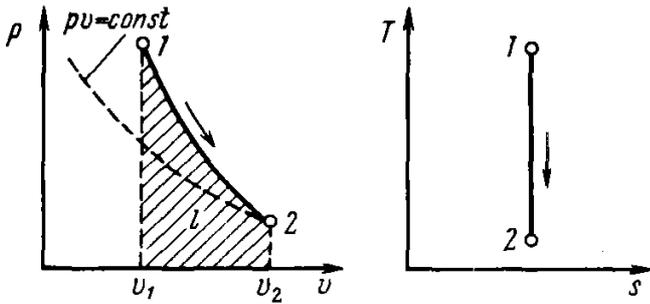


Рис. 15. p, v - и T, s -диаграммы адиабатного процесса

Из уравнения первого закона термодинамики при $\delta q = 0$ имеем $c_p dT - v dp = 0$ и $c_v dT - p dv = 0$. Разделив первое уравнение на второе, получим $\frac{c_p dT}{c_v dT} = -\frac{v dp}{p dv}$ или

$$\frac{c_p dT dv}{c_v dT v} = -\frac{dp}{p} = k \frac{dv}{v}.$$

Интегрируя последнее выражение при условии, что $k = const$ (поскольку $c_p = const$ и $c_v = const$), получим $k \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = 0 - \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p}$ и $k \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{p_1}{p_2}$. После потенцирования имеем $\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k = \frac{p_1}{p_2}$ и $p_2 v_2^k = p_1 v_1^k$.

Отсюда уравнение адиабаты $p v^k = const$.

Величина k называется показателем адиабаты.

Зависимость между основными параметрами в адиабатном процессе

Из уравнения адиабаты следует, что $\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k = \frac{p_1}{p_2}$ и $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{v_1}{v_2}$.

Если эти соотношения параметров тела подставить в уравнение состояния для крайних точек процесса $\left(\frac{v_2}{v_1}\right) \left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \frac{T_2}{T_1}$, то после соответствующих преобразований получим $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$.

Удельная работа изменения объема $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$, совершаемая телом над окружающей средой при равновесном адиабатном процессе, может быть вычислена по уравнению адиабаты $\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = \frac{p_2}{p_1}$ или

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

Откуда $l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)$.

Из данного выражения могут быть получены следующие формулы:

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \text{ и } l = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2).$$

Отношение температур заменяем отношением объемов и давлений.

$$l = \frac{1}{k-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right) = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right).$$

Все зависимости между p , v и T и уравнения работы получены при условии $k = const$. При переменном k при расчетах берут среднее значение, соответствующее изменению температуры в процессе по уравнению:

$$k = \frac{c_p \Big|_{t_1}^{t_2}}{c_v \Big|_{t_1}^{t_2}} = \frac{\Delta i}{\Delta u}.$$

Уравнения первого закона термодинамики для адиабатного процесса:

$$du = -p dv \text{ и } di = v dp.$$

Из этих выражений можно получить *дифференциальное уравнение изоэнтропного* (при постоянной удельной энтропии) *процесса*:

$$\left(\frac{di}{du} \right)_s = - \left(\frac{v}{p} \right) \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s.$$

В этом уравнении $\left(\frac{di}{du} \right)_s = k$.

Согласно первому закону термодинамики, удельная работа изменения объема в адиабатном процессе получается за счет убыли удельной внутренней энергии тела.

$$\text{При } c_v = const \quad l = u_1 - u_2 = c_v (t_1 - t_2).$$

$$\text{При } c_v \neq const \quad l = \bar{c}_v \Big|_0^{t_1} t_1 - \bar{c}_v \Big|_0^{t_2} t_2.$$

Если газ расширяется, то его внутренняя энергия и температура убывают; если газ сжимается, то его внутренняя энергия и температура возрастают.

Удельная теплоемкость в адиабатном процессе из выражения $c = \frac{\delta q}{dT}$ при $\delta q = 0$ также равна нулю.

Располагаемая (полезная) внешняя работа в адиабатном процессе:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

При обратимом адиабатном процессе идеального газа располагаемая внешняя работа будет в k раз больше удельной работы изменения объема и обратна ей по знаку: $l' = kl$ и $l' = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)$.

Графически располагаемая внешняя работа изображается на p, v -диаграмме (пл. $ABCD$ на рис. 16).

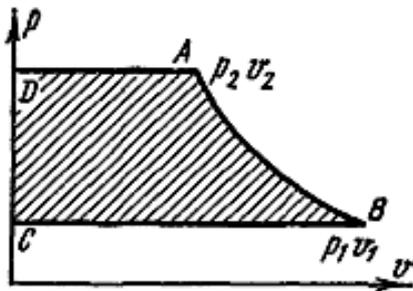


Рис. 16. Графическое изображение располагаемой внешней работы

На рис. 16 видно, что, поскольку $k > 1$, линия адиабаты (AB) идет круче линии изотермы: при адиабатном расширении давление понижается быстрее, чем при изотермическом, так как в процессе расширения уменьшается температура газа. Для обратимого адиабатного процесса $\delta q = 0$, поэтому $\delta s = \frac{\delta q}{dT} = 0$ и $s_1 = s_2 = const$, т. е. обратимый адиабатный процесс является изоэнтропным.

Протекание *необратимого адиабатного процесса* не является изоэнтропным и независимо от его направления как при расширении, так и при сжатии сопровождается увеличением удельной энтропии. На рис. 12 обратимый адиабатный процесс изображается прямыми $\theta-b$, $d-c$, необратимый адиабатный процесс расширения – кривая $\theta-c$, процесс сжатия – $c-e$.

7.6. Политропные процессы

Политропным называется всякий процесс идеального газа, в котором удельная теплоемкость является постоянной величиной. Кривая процесса – *политропа*. Частные случаи политропного процесса – изохорный, изобарный, изотермический, адиабатный, протекающие при постоянной удельной теплоемкости. Удельная теплоемкость политропного процесса c_{Π} принимает значения от $+\infty$ до $-\infty$. Удельное количество теплоты политропного процесса:

$$q = c_{\Pi}(t_2 - t_1) \text{ и } dq = c_{\Pi} dt .$$

Вывод уравнения политропного процесса

На основании первого закона термодинамики

$$\delta q = c_{\Pi} dt = c_p dT - v dp \text{ и } \delta q = c_{\Pi} dt = c_p dT + p dv .$$

Из этих уравнений найдем $\frac{c_{\Pi} - c_p}{c_{\Pi} - c_v} = -\frac{v dp}{p dv}$. Обозначив выражение

$\frac{c_{\Pi} - c_p}{c_{\Pi} - c_v} = n$, получим $\frac{n dv}{v} = -\frac{dp}{p}$. Интегрируя полученное выражение в преде-

лах начало–конец процесса, находим $n \lg \frac{v_2}{v_1} = \lg \frac{p_1}{p_2}$ или

$$pv^n = const \text{ – уравнение политропного процесса.}$$

Показатель политропы n принимает для каждого процесса определенное числовое значение:

изохорный процесс: $n = \pm\infty$;
 изобарный процесс: $n = 0$;
 изотермический процесс: $n = 1$;
 адиабатный процесс: $n = k$.

Поскольку уравнение политропы отличается от уравнения адиабаты только значениями показателя n , то и все уравнения, связывающие основные параметры, аналогичны:

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

Удельная теплоемкость политропного процесса определяется из формулы $\frac{c_{II} - c_p}{c_{II} - c_v} = n$. Откуда $c_{II} = c_v \frac{n-k}{n-1}$.

Данное уравнение позволяет определить удельную теплоемкость для каждого значения n . Подставив в него значения n для частных случаев, получим:

изохорный процесс: $n = \pm\infty$, $c_{II} = c_v$;
 изобарный процесс: $n = 0$, $c_{II} = k c_v$;
 изотермический процесс: $n = 1$, $c_{II} = \pm\infty$;
 адиабатный процесс: $n = k$, $c_{II} = 0$.

Уравнение удельной работы изменения объема, совершаемой телом при политропном процессе, имеет аналогичный вид с уравнением при адиабатном процессе:

$$l = \frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Изменение удельной внутренней энергии газа и удельное количество теплоты в политропном процессе определяется по формулам:

$$\Delta u = c_v(t_2 - t_1); \quad q = c_{II}(t_2 - t_1) = c_v \frac{n-k}{n-1}(t_2 - t_1).$$

Располагаемая внешняя работа в политропном процессе по аналогии с адиабатным процессом равна:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \frac{n}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{n}{n-1} R(T_1 - T_2).$$

Изменение удельной энтальпии в политропном процессе:

$$i_2 - i_1 = c_p(t_2 - t_1).$$

Значение n может быть определено по координатам двух любых точек графика:

$$n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{v_2}{v_1}}; \quad n-1 = \frac{\lg \frac{T_1}{T_2}}{\lg \frac{v_1}{v_2}}; \quad \frac{n-1}{n} = \frac{\lg \frac{T_2}{T_1}}{\lg \frac{p_2}{p_1}}.$$

Изменение удельной энтропии газа в политропном процессе определяется по формуле: $ds = \frac{\delta q}{T} = \frac{c_{\Pi} dT}{T}$.

Или для конечного изменения состояния $s_2 - s_1 = c_{\Pi} \lg \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}$.

Политропный процесс на T, s -диаграмме изображается некоторой кривой, расположение которой зависит от показателя n (рис. 17). На рис. 18 показано расположение политропных процессов на p, v -диаграмме, выходящих из одной и той же точки, в зависимости от значения показателя n .

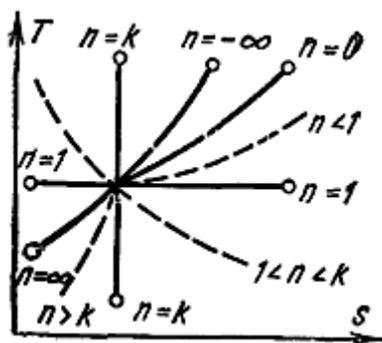


Рис. 17. T, s -диаграмма политропного процесса

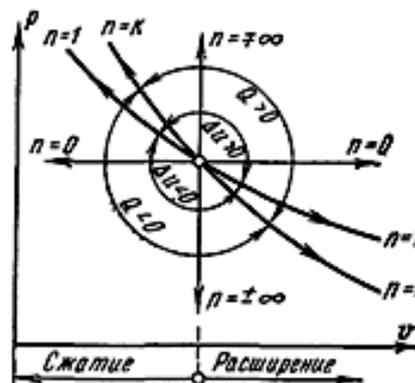


Рис. 18. p, v -диаграмма политропного процесса

Изменение удельной внутренней энергии в политропных процессах следующее.

В изотермическом процессе при $n = 1$ удельная внутренняя энергия газа не изменяется ($u_2 = u_1$).

В изобарном процессе при $n = 0$ удельная внутренняя энергия увеличивается.

В изохорном процессе при $n = -\infty$ удельная внутренняя энергия возрастает.

Отсюда можно сделать вывод, что все политропные процессы, т. е. процессы расширения, расположенные над изотермой, при $n < 1$, а процессы сжатия при $n > 1$ протекают с увеличением удельной внутренней энергии газа.

Политропные процессы, т. е. процессы расширения, расположенные под изотермой при $n > 1$, и процессы сжатия при $n < 1$ протекают с уменьшением удельной внутренней энергии газа.

Изменения знака количества теплоты политропного процесса следующие.

В адиабатном процессе теплота не подводится и не отводится.

Изохорный процесс расширения: $n = -\infty$ – теплота подводится.

Изобарный процесс расширения: $n = 0$ – теплота подводится.

Изотермический процесс расширения: $n = 1$ – теплота подводится.

Следовательно, все политропные процессы, т. е. процессы расширения, расположенные адиабатой в пределах $k > n > -\infty$, а процессы сжатия при $\infty > n > k$ протекают с подводом количества теплоты к рабочему телу.

Политропные процессы расширения при $\infty > n > k$, а процессы сжатия при $-\infty < n < k$ протекают с отводом количества теплоты.

Процессы, расположенные между адиабатой и изотермой, имеют отрицательную удельную теплоемкость, так как знак δq и du в этих процессах различный. Практически это означает, что при подводе теплоты в этих процессах температура уменьшается, а при отводе – увеличивается.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение основным термодинамическим процессам.
2. Изобразите графически изохору, изобару, изотерму и адиабату в p, v - и T, s -координатах.
3. Напишите уравнения основных процессов.
4. Напишите формулы соотношений между основными параметрами для каждого процесса.
5. Напишите формулы удельной работы изменения объема для каждого процесса.
6. Напишите формулы располагаемой (полезной) работы для каждого процесса.
7. При каком условии основные процессы идеального газа будут политропными?
8. Напишите уравнение политропы и укажите, в каких пределах изменяется показатель политропы.
9. Укажите значения показателя политропы для основных процессов.
10. По каким уравнениям вычисляется изменение удельной энтропии?

Задача

Воздух массой 10 кг расширяется изотермически при температуре 400 °С и давлении 800 кПа до конечного объема $V_2 = 5 \text{ м}^3$. Определить начальный объем, конечное давление, работу расширения, изменение удельных энтальпии, энтропии, внутренней энергии.

Решение

Начальный объем определяем из уравнения состояния

$$V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{10 \cdot 287 \cdot 400}{800000} = 1,435 \text{ м}^3.$$

Конечное давление $p_2 = \frac{p_1 V_1}{V_2} = \frac{800000 \cdot 1,435}{5} = 225 \text{ кПа}.$

Работа расширения $L = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = 800000 \cdot 1,435 \cdot 2,3 \lg \frac{5}{1,435} = 1433 \text{ кДж}.$

Изменение удельной энтропии

$$\Delta s = R \ln \frac{V_2}{V_1} = 0,287 \cdot 2,3 \lg \frac{5}{1,435} = 0,359 \frac{\text{кДж}}{\text{К}}.$$

Удельная энтальпия и удельная внутренняя энергия идеального газа в изотермическом процессе не изменяются, так как $di = 0$ и $du = 0$.

8. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

8.1. Основные положения

Первый закон термодинамики, являясь частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии, утверждает, что теплота может превращаться в работу, а работа – в теплоту, не устанавливая условий, при которых возможны эти превращения и не рассматривая вопроса о направлении теплового процесса. Работа, как и все другие виды энергии, участвующие в каком-либо процессе, легко и полностью превращается в теплоту. Этот факт известен человеку с глубокой древности, когда тот добывал огонь трением двух кусков дерева. Процессы превращения работы в теплоту происходят в природе непрерывно: трение, удар, торможение и т. д., совсем иначе дело обстоит с переходом теплоты в работу. Такой переход возможен только при наличии разности температур между источником тепла и теплоприемником.

Таким образом, между преобразованием теплоты в работу и обратно имеется глубокое различие. Существует закон, позволяющий указать направление теплового потока и максимально возможный предел превращения теплоты в работу в тепловых машинах, – это *второй закон термодинамики*, имеющий общее значение для всех тепловых процессов.

Формулировка закона гласит: *тепловой двигатель без холодного источника теплоты, т. е. двигатель, полностью превращающий в работу всю полученную от горячего источника теплоту, называется вечным двигателем второго рода и его существование невозможно.*

8.2. Круговые термодинамические процессы (циклы)

При подведении теплоты или изменении внутренней энергии рабочего тела, или в результате одновременного действия этих параметров получается определенное количество работы. При однократном расширении газа в цилиндре это количество работы является весьма ограниченным, поскольку наступает момент, когда температура и давление рабочего тела становятся равными температуре и давлению окружающей среды. В этот момент получение работы прекращается. Для повторного получения работы необходимо в процессе сжатия вернуть рабочее тело в первоначальное состояние.

На рис. 19 показано, что при расширении рабочего тела по кривой 132 газ совершает работу, соответствующую площади под кривой 51324 . При достижении точки 2 рабочее тело должно быть возвращено в точку 1 , чтобы оно снова могло произвести работу. Процесс возвращения тела в начальное состояние может быть произведен тремя путями.

Кривая сжатия 231 совпадает с кривой 132. В таком процессе вся полученная при расширении работа (площадь 51324) равна работе сжатия (площадь 42315), и положительная работа равна 0 .

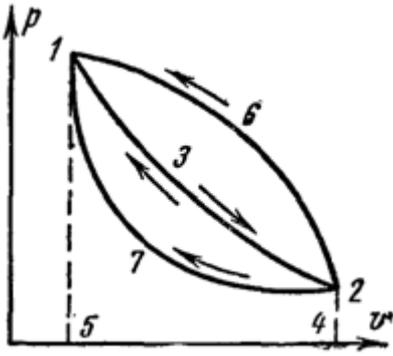


Рис. 19. Круговой процесс в p, v -координатах

Кривая сжатия 261 располагается над линией расширения 132. При этом на сжатие затрачивается больше работы (площадь 51624), чем на расширение (площадь 51324). Такой цикл называется обратным (по ним работают холодильные установки).

Кривая сжатия 271 располагается под линией расширения 132. В этом процессе работа расширения (площадь 51324) больше работы сжатия (площадь 51724). В результате положительная работа (площадь 13271) будет отдана во вне. Такой цикл называется прямым (или циклом теплового двигателя).

Повторяя цикл неограниченное число раз, можно получить любое количество работы. Циклы бывают:

1) *обратимые* (состоящие из обратимых равновесных процессов; рабочее тело в таких циклах не должно подвергаться химическим изменениям);

2) *необратимые* (в которых хотя бы один процесс является необратимым).

Результаты исследований идеальных циклов могут быть перенесены на работу реальных необратимых циклов с учетом поправочных коэффициентов.

8.3. Термический КПД и холодильный коэффициент циклов

Для существования любого обратимого цикла необходимо осуществление в каждой точке прямого подвода теплоты от теплоотдатчиков к рабочему телу при бесконечно малой разности температур и отведение тепла от рабочего тела к теплоприемникам при бесконечной разности температур. При этом температура двух соседних источников теплоты должна отличаться на бесконечно малую величину, иначе при конечной разности температур процессы передачи тепла будут необратимы.

Таким образом, для создания обратимого цикла необходимо иметь большое количество теплоотдатчиков и теплоприемников.

Из рис. 19 видно, что на пути 132 рабочее тело совершает удельную работу l_1 (площадь 51324) за счет удельного количества теплоты q_1 , полученной от теплоотдатчиков и частично за счет внутренней энергии. На пути 271 затрачивается удельная работа сжатия l_2 (площадь 42715), часть которой в виде удельного количества теплоты q_2 отводится в теплоприемник, а другая часть расходуется на увеличение удельной внутренней энергии рабочего тела до начального состояния. В результате осуществления прямого цикла во вне отдается положительная удельная работа, равная разности между работой расширения и работой сжатия $l = l_1 - l_2$. Соотношение между удельными количествами теплоты q_1 и q_2 и положительной удельной работой l определяется первым законом термодинамики: $q = q_1 - q_2 = u_2 - u_1 + l$.

Так как в цикле конечное состояние совпадает с начальным, то удельная внутренняя энергия рабочего тела не изменяется, и поэтому $q_1 - q_2 = l$.

Отношение удельного количества теплоты, превращенного в положительную удельную работу за один цикл, ко всему удельному количеству теплоты, подведенному к рабочему телу, называется *термическим коэффициентом полезного действия (КПД)* прямого цикла:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{l}{q_1}.$$

Значение термического КПД является показателем совершенства цикла теплового двигателя. Чем больше величина η_t , тем бóльшая часть подведенного удельного количества теплоты превращается в полезную работу. Термический КПД цикла всегда меньше 1. Он мог бы быть равен 1 при условии $q_1 \rightarrow \infty$ или $q_2 = 0$, но это неосуществимо. Уравнение для термического КПД свидетельствует о том, что невозможно всю подводимую теплоту q_1 превратить в удельную работу без отвода некоторого количества теплоты q_2 в теплоприемник. Таким образом, только при наличии разницы температур между теплоотдатчиком и теплоприемником в замкнутом круговом процессе можно теплоту превратить в механическую работу. Чем выше разность температур между теплоотдатчиком и теплоприемником, тем выше КПД цикла.

Рассмотрим обратный цикл. Из рис. 19 видно, что обратный цикл происходит в направлении против часовой стрелки (1326). Расширение рабочего тела в этом цикле совершается при более низкой температуре, чем сжатие и работа сжатия (площадь 16245) больше, чем работа расширения (площадь 13245). Такой цикл может быть осуществим только при затрате внешней работы. В обратном цикле от теплоприемников подводится к рабочему телу удельное количество теплоты q_2 и затрачивается удельная работа l , переходящая в равное удельное количество теплоты, которые вместе передаются теплоотдатчикам:

$$q_1 = q_2 + l.$$

Без затраты работы такой переход невозможен.

Степень совершенства обратного цикла определяется его *холодильным коэффициентом* $\varepsilon = \frac{q_2}{l}$.

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

8.4. Прямой обратимый цикл Карно

При осуществлении обратимого произвольного цикла количество источников теплоты можно уменьшить, если на определенных участках подводить и отводить теплоту при неизменной температуре, т. е. в изотермических процессах (рис. 20). Предельный случай: вся теплота подводится и отводится изотермически. В этом случае потребуется всего два источника теплоты постоянной температуры: один теплоотдатчик и один теплоприемник. Осуществляется прямой обратимый цикл при таких условиях следующим образом. Сначала в

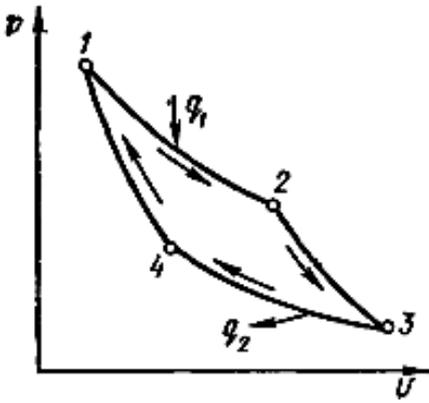


Рис. 20. Прямой обратимый цикл Карно в p, v -координатах

изотермическом процессе расширения теплота обратимо подводится к рабочему телу от теплоотдатчика с постоянной температурой.

Затем в обратимом адиабатном процессе расширения, в котором отсутствует теплообмен между рабочим телом и источниками теплоты, температура рабочего тела понижается до температуры теплоприемника. Далее в обратимом изотермическом процессе при температуре теплоприемника происходит отвод теплоты от рабочего тела к нему. Замыкающим цикл процессом должен быть опять обратимый

адиабатный процесс, в котором при отсутствии теплообмена температура повышается до начальной и рабочее тело возвращается в первоначальное состояние. Таким образом, обратимый цикл, осуществленный между двумя источниками постоянной температуры, должен состоять из двух обратимых изотермических и двух обратимых адиабатных процессов.

Для лучшего понимания представим тепловую машину, цилиндр которой может быть по мере надобности и абсолютно теплопроводным, и абсолютно нетеплопроводным (рис. 21).

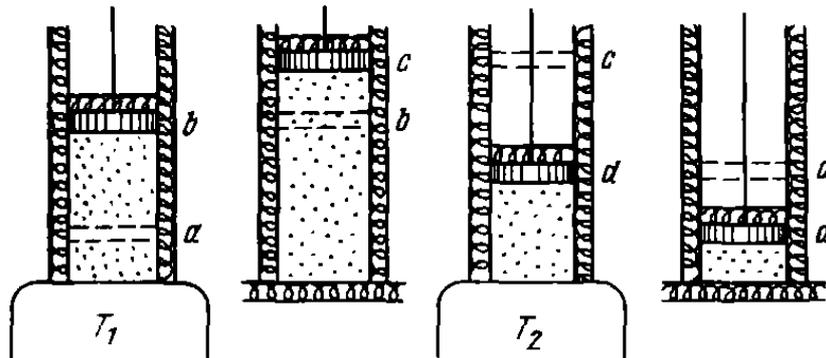


Рис. 21. Для понимания прямого обратимого цикла Карно

Газ (рабочее тело) с начальными параметрами, характеризующимися точкой a (параметры рабочего тела p_1, v_1 , а температура T_1), помещен в цилиндр под поршень, причем боковые стенки цилиндра и поршень абсолютно нетеплопроводны, так что теплота может передаваться только через основание цилиндра (*изотерма 12*, рис. 20). 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

$$q_1 = T_1(s_2 - s_1) = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \text{ Параметры точки 2: } p_2, v_2, T_1. \text{ В точке } b \text{ подвод теплоты}$$

прекращаем 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 (*изотерма 23*, рис. 20). Параметры точки 3: p_3, v_3, 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 34* (рис. 20), совершая работу l_2 и отводя при этом к нижнему источнику от рабочего тела теплоту:

$$q_2 = T_2 (s_2 - s_1) = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

Затем снова поставим цилиндр на теплоизолятор и дальнейшее сжатие проведем в адиабатных условиях. Работа, затраченная на сжатие по линии 41 , рис. 20, идет на увеличение внутренней энергии, в результате чего температура газа увеличивается до T_1 .

Параметры точки 4: p_4, v_4, T_2 .

Таким образом, за весь цикл рабочему телу от теплоотдатчика было сообщено удельное количество теплоты q_1 и отведено в теплоприемник удельное количество теплоты q_2 . Термический КПД цикла: $\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$.

Подставляя, найденные значения q_1 и q_2 в уравнение для термического КПД и преобразуя, получим: $\eta_t = T \frac{T_1 - T_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$.

Таким образом, термический КПД обратимого цикла Карно зависит только от абсолютных температур теплоотдатчика и теплоприемника. Он будет тем больше, чем выше температура теплоотдатчика и чем меньше температура теплоприемника. Термический КПД всегда меньше 1, так как для получения КПД, равного единице, необходимо, чтобы $T_1 = 0$ и $T_2 \rightarrow \infty$, а это невозможно. Термический КПД не зависит от природы рабочего тела и при $T_1 = T_2$ равен нулю, т. е. невозможно теплоту превратить в работу, если тела находятся в тепловом равновесии. Термический КПД цикла Карно всегда больше КПД любого цикла, осуществляемого в одном и том же интервале температур. Поэтому сравнение термических КПД любого цикла и КПД цикла Карно позволяет установить степень совершенства использования теплоты в машине, работающей по данному циклу.

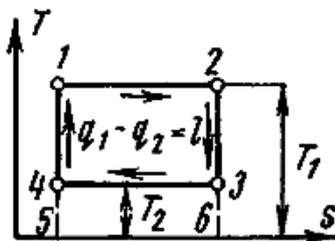


Рис. 22. Прямой обратимый цикл Карно в T, s -координатах

В реальных двигателях цикл Карно не осуществляется. Однако на практике его значение велико, так как он служит эталоном для оценки степени совершенства любых циклов тепловых двигателей.

Обратимый цикл Карно, осуществленный в интервале температур T_1 и T_2 , изображается на T, s -диаграмме в виде прямоугольника 1234 (рис. 22). С помощью T, s -диаграммы можно рассчитать термический КПД другим способом:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(s_2 - s_1) - T_2(s_2 - s_1)}{T_1(s_2 - s_1)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{пл.12341}{пл.12561}.$$

8.5. Обратный обратимый цикл Карно

Цикл Карно может протекать не только в прямом, но и в обратном направлении. Цикл состоит из обратимых процессов и в целом является обратимым (рис. 23). Осуществляется обратный обратимый цикл при таких условиях следующим образом.

Рабочее тело от начальной точки 1 расширяется по адиабате 1–4 без теплообмена с внешней средой, при этом температура T_1 уменьшается до T_2 . Затем следует дальнейшее расширение газа по изотерме 4–3 с подводом теплоты q_2 , которое отнимается от источника с низкой температурой T_2 . Далее следует адиабатное сжатие 3–2 с увеличением температуры рабочего тела от T_2 до T_1 . В течение последнего процесса происходит изотермическое сжатие 2–1, во время которого к теплоприемнику с высокой температурой отводится теплота q_1 .

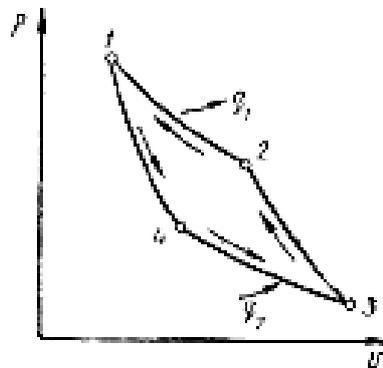


Рис. 23. Обратный обратимый цикл Карно

Поскольку в обратном цикле сжатие рабочего тела происходит при более высокой температуре, чем расширение, внешняя работа сжатия больше работы расширения на величину площади 14321 внутри замкнутой линии цикла. Эта работа превращается в теплоту и передается вместе с теплотой q_2 источнику теплоты с температурой T_1 . Таким образом, затратив на осуществление обратного цикла работу l , можно перенести от теплоприемника к теплоотдатчику q_2 единиц теплоты. При этом теплота, получаемая теплообменником, $q_1 = q_2 + l$.

Машина, работающая по обратному циклу, называется *холодильной*.

Передача теплоты от источника с низкой температурой к источнику с высокой температурой, в соответствии с постулатом Клаузиуса, обязательно требует затраты энергии (не может совершаться даровым процессом без компенсации). Характеристикой эффективности холодильных машин является *холодильный коэффициент*:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l} \quad \text{или для обратного цикла Карно} \quad \varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Холодильный коэффициент обратного цикла Карно зависит от абсолютных температур T_2 и T_1 источников теплоты и обладает наибольшим значением по сравнению с холодильными коэффициентами других циклов, протекающих в тех же пределах температур. Чем меньше разность температур между холодильной камерой и окружающей средой, тем меньше нужно затратить энергии для передачи теплоты от холодного тела к горячему и тем выше холодильный коэффициент.

Холодильную установку можно использовать в качестве теплового насоса. Если, например, для отопления помещения использовать электронагревательные приборы, то количество теплоты, выделенное в них, будет равно расходу электроэнергии. Если же это количество электроэнергии использовать в холодильной установке, горячим источником, т. е. приемником теплоты q_1 , в кото-

рой является отапливаемое помещение, а холодным – наружная атмосфера, то количество теплоты, полученное помещением, $q_1 = q_2 + l_{ц}$, где q_2 – количество теплоты, взятое от наружной атмосферы; $l_{ц}$ – расход электроэнергии. Понятно, что $q_1 > l_{ц}$, т. е. отопление с помощью теплового насоса выгоднее простого электрообогрева.

Используя цикл Карно, можно рассмотреть еще одну формулировку второго закона термодинамики, предложенную Клаузиусом: теплота не может самопроизвольно (без компенсации) переходить от тел с более низкой к телам с более высокой температурой.

8.6. Математическое выражение второго закона термодинамики

Из выражения термического КПД следует, что $\eta_t = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$. Но для обратимого цикла Карно термический КПД еще выражается через температуры источников теплоты

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{и} \quad \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \quad \text{или} \quad \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

Считаем подводимую теплоту Q_1 величиной положительной, а отводимую Q_2 – отрицательной, тогда $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$ – отношение подводимой или отводимой теплоты к соответствующей абсолютной температуре – *приведенная теплота*, $\sum \frac{Q}{T} = 0$ – алгебраическая сумма приведенных теплот для обратимого цикла Карно равна нулю. Этот вывод может быть использован и для любого произвольного обратимого цикла.

Рассмотрим какой-либо произвольный обратимый цикл 12341 (рис. 24).

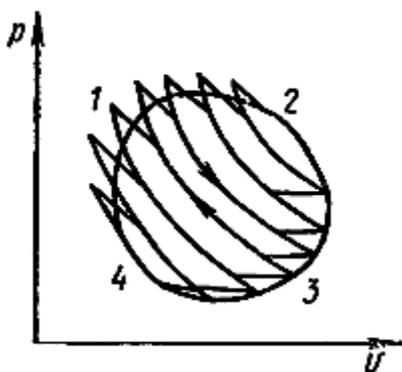


Рис. 24. Произвольный обратимый цикл

Разобьем такой цикл адиабатами на бесконечно большое количество элементарных циклов. Каждый элементарный цикл можно считать элементарным циклом Карно. Бесконечно малые участки подвода и отвода теплоты можно считать изотермами, а адиабаты на величину полезной работы не влияют, так как каждая из них проходит два раза в противоположных направлениях. Для каждого элементарного цикла Карно: $\sum \frac{\delta Q}{T} = 0$.

А для всего произвольного цикла $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$ – математическое выражение второго закона термодинамики для произвольного обратимого цикла – *первый интеграл Клаузиуса*. Знак \oint означает интегрирование по замкнутому контуру.

Таким образом, алгебраическая сумма приведенных теплот для любого обратимого цикла равна нулю.

Для необратимого цикла Карно термический КПД будет меньше соответствующего КПД обратимого цикла при одинаковых температурах теплоотдача и теплоприемника: $\eta_{t_{\text{НЕОБРАТ}}} < \eta_{t_{\text{ОБРАТ}}}$; или

$$1 - \frac{Q_2}{Q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{T_2}{T_1} < \frac{Q_2}{Q_1}; \quad \frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2}; \quad \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} < 0.$$

Так как $\frac{Q_2}{T_2}$ – величина отрицательная, то для необратимого цикла Карно получаем $\frac{Q_1}{T_1} - \left(-\frac{Q_2}{T_2}\right) < 0$ или $\sum \frac{Q}{T} < 0$.

Алгебраическая сумма приведенных теплот для необратимого цикла Карно меньше нуля; она является величиной отрицательной.

Для произвольного необратимого цикла, составленного из бесконечно большого количества необратимых элементарных циклов, получаем $\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$ – математическое выражение второго закона термодинамики для произвольного необратимого цикла – *второй интеграл Клаузиуса*.

Объединяя обе формулы (первый и второй интегралы Клаузиуса), получим *математическое выражение второго закона термодинамики*:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0.$$

Знак равенства относится к обратимым, а неравенства – к необратимым циклам.

8.7. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах

В обратимом круговом процессе интеграл по замкнутому контуру от $\frac{\delta Q}{T}$ равен нулю: $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$. Поэтому отношение $\frac{\delta Q}{T}$ представляет собой полный дифференциал некоторой функции, которая зависит только от данного состояния тела. Как было отмечено выше, эта функция обозначается S и называется *энтропией*:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}.$$

Проинтегрировав данное выражение по какому-либо пути, получим

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}.$$

При обратимом адиабатном процессе, когда $\delta Q = 0$, $dS = 0$ и $S_2 = S_1 = const$.
 Т. е. при обратимом адиабатном процессе энтропия не изменяется.

Рассмотрим изменение энтропии при необратимом процессе (рис. 25).

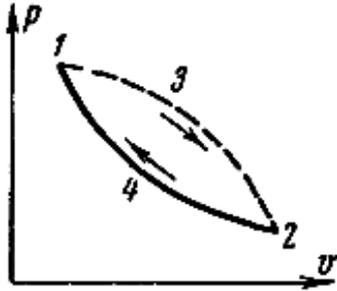


Рис. 25. p, v -диаграмма

Проведем между состояниями 1 и 2 обратимый процесс 241 и условно пунктиром – необратимый 132. Полученный в результате цикл будет необратимым. Согласно уравнению $\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$, получаем

$$\int_{132} \frac{\delta Q}{T} + \int_{241} \frac{\delta Q}{T} < 0.$$

Так как процесс 241 обратимый, то второй интеграл равен разности $S_1 - S_2$, поэтому $\int_{132} \frac{\delta Q}{T} + (S_1 - S_2) < 0$ или $(S_2 - S_1) > \int_{132} \frac{\delta Q}{T}$. Знак неравенства указывает на то, что в случае необратимого процесса интеграл в правой части его уже не выражает разности энтропий, а меньше ее.

Объединяя уравнения для обратимого и необратимого процессов, получим

$$(S_2 - S_1) > \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}.$$

Энтропия есть функция состояния, поэтому изменение энтропии как для обратимого, так и для необратимого процессов будет одним и тем же. Уравнение показывает, что для обратимого процесса $\int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$ равен изменению энтропии, а для необратимого он меньше, чем $(S_2 - S_1)$. Для элементарного необратимого процесса $dS > \frac{\delta Q}{T}$. Для всякого процесса

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T},$$

где δQ – количество теплоты, полученное телом от источника теплоты; T – абсолютная температура источника теплоты. Знак равенства относится к обратимым процессам, знак «больше» – к необратимым.

Все вышперечисленные формулы определяют изменение энтропии. Значение энтропии для какого-либо заданного состояния должно содержать некоторую постоянную величину S_0 (константу интегрирования), которая представляет собой значение энтропии тела при температуре абсолютного нуля:

$$S = \int \frac{\delta Q}{T} + S_0,$$

где интегрирование производится вдоль произвольного обратимого процесса.

Числовое значение постоянной интегрирования S_0 не может быть определено с помощью первого и второго законов термодинамики. Она определяется с помощью тепловой теоремы Нернста. Для решения многих практических задач важным является не абсолютное значение энтропии, а ее изменение, поэтому величина S_0 является несущественной.

Для изолированных систем, которые по определению не обмениваются теплотой с окружающей средой, выражение для энтропии примет вид:

$$dS \geq 0.$$

Знак равенства относится к обратимым, знак «больше» – к необратимым процессам.

Если в адиабатной изолированной системе осуществляются равновесные процессы, то энтропия системы остается постоянной $dS = const$. Самопроизвольные (неравновесные) процессы в изолированной системе всегда приводят к увеличению энтропии.

Таким образом, энтропия изолированных систем может оставаться постоянной при ее обратимых изменениях и возрастать при необратимых изменениях, но ни при каких условиях не может уменьшаться. При этом необходимо отметить следующее: энтропия отдельных тел в изолированной системе может не только увеличиваться, но и уменьшаться, например, при отдаче телом теплоты. Все действительные процессы являются необратимыми, поэтому энтропия изолированной системы всегда увеличивается. Сам факт увеличения энтропии, казалось бы, особого значения не имеет, однако возрастание энтропии при необратимых процессах связано с уменьшением работоспособности изолированной системы.

Контрольные вопросы

1. Можно ли в круговом процессе превратить всю подведенную теплоту в работу?
2. Основные формулировки второго закона термодинамики.
3. Какие требуются условия для создания непрерывного процесса превращения теплоты в работу?
4. Какие бывают циклы?
5. Что называется термическим КПД?
6. Вывод выражения для термического КПД обратимого цикла Карно.
7. В каких случаях термический КПД цикла Карно может быть равен единице?
8. Можно ли получить термический КПД цикла теплового двигателя, больший термического КПД цикла Карно?
9. Обратимый цикл Карно.
10. Что такое холодильный коэффициент и как он определяется?
11. Свойство обратимых циклов Карно и первый интеграл Клаузиуса.
12. Свойства необратимых циклов Карно и второй интеграл Клаузиуса.
13. Каково изменение энтропии в замкнутой адиабатной системе, если в ней протекают обратимые и необратимые процессы?

Задача

1 кг воздуха совершает прямой обратимый цикл Карно в пределах температур $t_1 = 627\text{ }^\circ\text{C}$ и $t_2 = 27\text{ }^\circ\text{C}$, при этом наивысшее давление составляет 6 МПа, наинизшее – 0,1 МПа. Определить параметры состояния воздуха в характерных точках цикла, работу, термический КПД цикла и количество подведенной и отведенной теплоты.

Решение

Согласно рис. 20, определим параметры воздуха в характерных точках цикла.

Точка 1. $p_1 = 6\text{ МПа}$; $T_1 = 273 + 627\text{ }^\circ\text{C} = 900\text{ К}$. Удельный объем газа находим из характеристического уравнения: $v_1 = \frac{R_B T_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 900}{6 \cdot 10^6} = 0,043 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Точка 2 (участок 1–2 – изотермическое расширение). $T_2 = T_1 = 900\text{ К}$.

Из уравнения адиабаты (линия 2–3) $\frac{p_2}{p_3} = \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{900}{300}\right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 46,8$,

откуда $p_2 = p_3 \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{\frac{k}{k-1}} = 0,1 \cdot 46,8 = 4,68\text{ МПа}$.

Из уравнения изотермы (линия 1–2) $p_1 v_1 = p_2 v_2$ получаем

$$v_2 = v_1 \frac{p_1}{p_2} = 0,0043 \cdot \frac{6}{4,68} = 0,055 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$$

Точка 3. $p_3 = 0,1\text{ МПа}$; $T_3 = 300\text{ К}$; $v_3 = \frac{R_B T_3}{p_3} = \frac{287 \cdot 300}{0,1 \cdot 10^6} = 0,861 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Точка 4. $T_4 = 300\text{ К}$; из уравнения адиабаты (линия 4–1) имеем:

$$\frac{p_1}{p_4} = \left(\frac{T_1}{T_4}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{900}{300}\right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 46,8. \text{ Тогда } p_4 = \frac{p_1}{46,8} = \frac{6}{46,8} = 1,28\text{ МПа}.$$

Из уравнения изотермы (линия 3–4) получаем $p_3 v_3 = p_4 v_4$.

$$v_4 = v_3 \frac{p_3}{p_4} = 0,863 \cdot \frac{0,1}{1,28} = 0,067 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$$

Термический КПД цикла, согласно формуле $\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$,

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{900 - 300}{900} = 0,667.$$

Подведенное количество теплоты:

$$q_1 = R T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = 287 \cdot 900 \cdot \ln \frac{0,055}{0,043} = 63,6 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$$

Отведенное количество теплоты:

$$q_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4} = 287 \cdot 300 \cdot \ln \frac{0,861}{0,067} = 21,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Работа цикла:

$$l_{ц} = q_1 - q_2 = 63,6 - 21,5 = 42,1 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Для проверки можно воспользоваться формулой $\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{63,6 - 21,5}{63,6} = 0,662.$$

9. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ. РАВНОВЕСИЕ СИСТЕМ

9.1. Характеристические функции состояния

Характеристические функции состояния – функции, с помощью которых и посредством их производных разных порядков могут быть явно выражены все термодинамические свойства системы, в том числе уравнения состояния, уравнения для определения теплоемкостей и термодинамические потенциалы.

К характеристическим функциям относятся:

- 1) внутренняя энергия $U(V, S)$;
- 2) энтальпия $I(p, S)$;
- 3) изохорно-изотермический потенциал $F(T, V)$;
- 4) изобарный потенциал $Z(p, T)$;
- 5) энтропия $S(V, U)$;
- 6) объем $V(S, U)$.

Если эти функции выражены в аналитической форме через независимые параметры системы, то можно в явной форме получить все основные термодинамические величины, характеризующие данную систему.

Характеристические функции аддитивны. Значение их для сложной системы равно сумме значений функций для отдельных частей. Дифференциалы характеристических функций являются полными дифференциалами. Исходя из выражений первого и второго начал термодинамики, получим

$$TdS = dU + pdV -$$

это выражение называется *термодинамическим тождеством*. Оно содержит только параметры функций состояния системы, их дифференциалы и относится к обратимым процессам. В переменных p и T термодинамическое тождество примет вид:

$$TdS = dI + Udp.$$

Это два самых общих уравнения термодинамики. Они связывают между собой пять переменных величин: T, S, U, p, V , определяющих состояние системы. Эти пять параметров образуют между собой 10 различных сочетаний, из которых имеют значение только четыре:

$U = U(S, V)$ – внутренняя энергия;

$I = I(S, p)$ – энтальпия;

$F = F(T, V)$ – изохорно-изотермический потенциал;

$Z = Z(T, p)$ – изобарно-изотермический потенциал (изобарный).

Внутренняя энергия U является характеристической функцией при независимых переменных S и V . Если система совершает работу, то уравнение изменения внутренней энергии примет вид:

$$dU = TdS - pdV.$$

Энтальпия I является характеристической функцией при независимых переменных S и p . Получаем:

$$dI = TdS + Vdp.$$

Изохорно-изотермический потенциал Z является характеристической функцией T и V . Вычитая из правой и левой частей в уравнении $dU = TdS - pdV$ по $d(TS)$, получаем:

$$dU - d(TS) = TdS - pdV - d(TS); \quad d(U - TS) = TdS - pdV - TdS - SdT$$

$$\text{и } dF = d(U - TS) = -SdT - pdV. \text{ Откуда } dF = d(U - TS) \text{ или } F = U - TS.$$

Величина TS является функцией состояния и называется *связанной энергией*.

Изобарный потенциал Z является характеристической функцией T и p . Прибавив к левой и правой частям уравнения $U = I - pV$ по $d(pV)$, получим

$$dF + d(pV) = -SdTpdV + d(pV);$$

$$dZ = d(F + pV) = d(U - TS + pV) = -Sdt + Vdp;$$

$$dZ = d(U - TS + pV)$$

$$\text{или } Z = U - TS + pV = I - TS.$$

9.2. Физический смысл изохорно-изотермического и изобарно-изотермического потенциалов

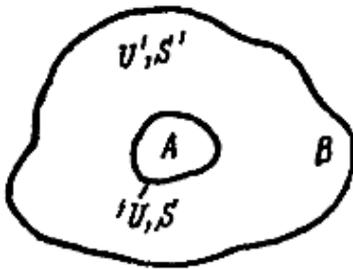


Рис. 26. Для понимания физического смысла изохорно-изотермического потенциала

Каждая характеристическая функция имеет свою область применения.

Рассмотрим физический смысл изохорно-изотермического потенциала в уравнениях $F = U - TS$ и $dF = -SdT - pdV$. Представим себе, что рассматриваемая адиабатная система A является частью другой адиабатной системы B (среды) (рис. 26). Температура обеих систем T . Внутри этих систем протекают различные процессы при постоянной температуре. Обозначим изменение внутренней энергии и энтропии системы A через dU и dS , а

изменение внутренней энергии и энтропии среды B – через dU' и dS' . По закону сохранения энергии, внутренняя энергия всей сложной замкнутой системы неизменна: $dU + dU' = 0$. На основании второго закона термодинамики энтропия сложной системы или должна оставаться постоянной, или в случае необратимых процессов должна увеличиваться: $dS + dS' \geq 0$. Предположим, что система A совершает работу δL над телами среды B и при этом передает среде B некоторое количество теплоты, вследствие чего энтропия среды повысится на dS' . Тогда на основании термодинамического тождества $TdS = dU + pdV$ изменение внутренней энергии среды B составит $dU' = TdS' + \delta L$.

Работа имеет положительный знак, если она совершается над телами среды и увеличивает энергию ее тел. Из трех приведенных уравнений находим

$$dU - TdS \leq -\delta L.$$

Все величины в этом уравнении относятся к системе, а не к среде.

Так как температура сложной системы постоянна, то уравнение можно представить так:

$$d(U - TS) \leq -\delta L.$$

Выражение в скобках есть не что иное, как изохорно-изотермический потенциал системы F , поэтому для всяких изотермических процессов

$$dF \leq -\delta L.$$

Для обратимых изотермических процессов

$$dF = -\delta L \text{ или } -dF = \delta L.$$

При изотермических обратимых процессах работа, совершаемая системой, равна уменьшению изохорно-изотермического потенциала.

Из уравнений $F = U - TS$ и $dF \leq -\delta L$ следует, что $-d(U - TS) = \delta L$.

Или при постоянной температуре $-dU + TdS = \delta L$.

Величина TdS есть полученная системой теплота, поэтому данное уравнение указывает, что работа в изохорно-изотермическом процессе совершается не только за счет внутренней энергии, но и за счет теплоты среды. Работы равна разности $\delta L = -d(U - TdS)$ или $\delta L = -d(U - TS) = -dF$. Работа равна уменьшению изохорно-изотермического потенциала F . Изохорно-изотермический потенциал системы есть часть ее энергии, которая в изотермическом процессе превращается во внешнюю работу.

Таким образом, общую энергию системы U можно представить в виде суммы двух частей уравнения:

$$U = F + TS.$$

На внешнюю изотермическую работу расходуется только изохорно-изотермический потенциал. Часть TS выделяется в виде теплоты и в работе не участвует. Эту часть Гельмгольц назвал *связанной энергией*.

При обратимом процессе работа, производимая телом при переходе из одного состояния в другое, является максимальной. Поэтому если уравнение $dF \leq -\delta L$ проинтегрировать между начальным и конечным состоянием системы, то $L_{МАКС} = F_1 - F_2$. Максимальная работа, производимая системой в изотермическом процессе, равна разности изохорно-изотермических потенциалов в этих двух состояниях.

При необратимом изотермическом процессе работа δL , совершаемая системой, меньше $\delta L_{МАКС}$. Из уравнения $L_{МАКС} = F_1 - F_2$ следует, что $dF \leq -\delta L$. Или после интегрирования получаем $F_2 - F_2 \leq -L$. Из этого неравенства видно, что изохорно-изотермический потенциал системы при необратимом изотермическом процессе возрастает на меньшую величину по сравнению с внешней работой. Уравнения $L_{МАКС} = F_1 - F_2$ и $F_2 - F_2 \leq -L$ можно объединить в одно:

$$F_2 - F_2 \leq -L.$$

Знак равенства относится к обратимым процессам, знак «меньше» – к необратимым.

Таким образом, изохорно-изотермический потенциал F является мерой работоспособности системы при $T = const$.

Если необратимый процесс протекает при постоянных объеме и температуре без совершения внешней работы, то общая работа системы δL равна нулю, и уравнение примет вид

$$F_2 - F_1 \leq 0.$$

Изохорно-изотермический потенциал системы при постоянных объеме и температуре в необратимом процессе всегда убывает, а в обратимом остается величиной постоянной.

Применяя уравнение $U = F + TS = F - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V$, можно получить другое уравнение максимальной работы:

$$F = U + T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V.$$

Пусть система переходит из первого во второе состояние, тогда

$$F_1 = U_1 + T\left(\frac{\partial F_1}{\partial T}\right)_V \quad \text{и} \quad F_2 = U_2 + T\left(\frac{\partial F_2}{\partial T}\right)_V.$$

Разность изохорно-изотермических потенциалов

$$L_{МАКС} = F_1 - F_2 = U_1 - U_2 - T \frac{\partial}{\partial T} (F_1 - F_2)_V;$$

$$L_{МАКС} = -U + T\left(\frac{\delta L_{МАКС}}{\partial T}\right)_V.$$

В изохорном процессе $U_1 - U_2 = -Q_V$, поэтому $L_{МАКС} = -Q_V + T\left(\frac{\delta L_{МАКС}}{\partial T}\right)_V$ – уравнение максимальной работы Гиббса – Гельмгольца при постоянных T и V .

Работа расширения системы, преодолевающая внешнее давление p , равна $\delta L = pdV$. Подставляя в уравнение $dF \leq -\delta L$ это выражение, получим

$$dF + pdV \leq 0.$$

Или, применяя уравнение $dF = d(U - TS)$ или $F = U - TS$, находим

$$d(U - TS) + pdV \leq 0.$$

В рассматриваемой системе давление постоянно, поэтому последнее уравнение можно представить в виде $d(U - TS + pV) \leq 0$. Выражение в скобках есть изобарно-изотермический потенциал, поэтому

$$dZ \leq 0 \quad \text{или} \quad Z_2 - Z_1 \leq 0.$$

Отсюда следует, что в системах, находящихся при постоянной температуре и постоянном давлении, обратимые процессы протекают при постоянной величине изобарного потенциала. При протекании в системе необратимых процессов изобарно-изотермический потенциал всегда уменьшается. Необходимо отметить, что протекание процесса при постоянных температуре и давлении

однородной системы, находящейся в среде постоянного давления и температуры, возможно лишь при неравенстве параметров системы с давлением и температурой среды. В неоднородной системе, состоящей из двух фаз вещества, для которой давление и температура не являются независимыми параметрами, могут протекать обратимые процессы при равенстве температуры и давления системы и окружающей среды.

Уравнение работы при изобарно-изотермическом процессе можно представить в развернутом виде

$$L_{МАКС} = Z_1 - Z_2 = (U_1 + p_1V_1 - TS_1) - (U_2 + p_2V_2 - TS_2)$$

или $L_{МАКС} = (I_1 - TS_1) - (I_2 - TS_2)$.

Из уравнения $S = -\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p$ следует $S_1 = -\left(\frac{\partial Z_1}{\partial T}\right)_p$ и $S_2 = -\left(\frac{\partial Z_2}{\partial T}\right)_p$.

Подставляя значения энтропии в уравнение максимальной работы, получим

$$L_{МАКС} = \left(I_1 + T \left(\frac{\partial Z_1}{\partial T} \right)_p \right) - \left(I_2 + T \left(\frac{\partial Z_2}{\partial T} \right)_p \right) \text{ или } L_{МАКС} = I_1 - I_2 + T \left(\frac{\partial (Z_1 - Z_2)}{\partial T} \right)_p.$$

Но в изобарном процессе $I_1 - I_2 = -Q_p$, а $Z_1 - Z_2 = L_{МАКС}$. Поэтому

$$L_{МАКС} = -Q_p + T \left(\frac{\partial L_{МАКС}}{\partial T} \right)_p -$$

уравнение максимальной работы Гиббса – Гельмгольца при постоянных T и p .

В системе при необратимом процесс, протекающем при постоянных давлении и температуре, полезная работа равна $L_{ПОЛ} = L_{МАКС} - T_0\Delta S$. Т. е. она меньше максимальной работы на величину произведения абсолютной температуры среды на приращение энтропии системы. Величину $T_0\Delta S$ называют *потерей полезной работы из-за необратимости процесса*.

Характеристические функции $U(V, S)$, $I(p, S)$, $F(T, V)$, $Z(p, T)$, полностью определяющие все термодинамические свойства системы, называются также термодинамическими потенциалами. *Термодинамическим потенциалом* называется такая характеристическая функция, убыль которой в равновесном процессе, протекающем при постоянстве определенной термодинамической пары термодинамических параметров (T и V , T и p , S и U), равна полной работе, произведенной системой, за вычетом работы против внешнего давления. Каждый из термодинамических потенциалов является функцией состояния системы.

Известно, что при обратимом процессе для перевода тела из одного состояния в другое необходимо затратить минимальную работу, при этом само тело при переходе совершает максимальную работу. Поэтому с помощью термодинамических потенциалов можно определить максимальную работу при различных независимых переменных.

Действительно, при постоянных независимых переменных S и V характеристической функцией и термодинамическим потенциалом является внутренняя энергия U (изохорно-изоэнтروпический потенциал), а $-\delta L_{МАКС} = dU$ или

$L_{МАКС} = (U_1 - U_2)_{S,V}$. При изохорно-изоэнтروпическом процессе максимальная работа изменения объема равна убыли внутренней энергии тела.

При постоянных независимых переменных S и p характеристической функцией и термодинамическим потенциалом является энтальпия I (изобарно-изоэнтропический потенциал), а $-\delta L'_{МАКС} = dI$ или $L'_{МАКС} = (I_1 - I_2)_{p,S}$.

При изобарно-изоэнтропическом процессе максимальная полезная внешняя работа равна убыли энтальпии тела.

При постоянных независимых переменных T и V характеристической функцией и термодинамическим потенциалом является изохорно-изотермический потенциал $F = U - TS$, $-\delta L_{МАКС} = dF$ или $L_{МАКС} = (F_1 - F_2)_{T,V}$.

При изохорно-изотермическом процессе максимальная работа изменения объема равна убыли изохорно-изотермического потенциала.

При постоянных независимых переменных T и p характеристической функцией и термодинамическим потенциалом является изобарно-изотермический потенциал, а $-\delta L'_{МАКС} = dZ$ или $L'_{МАКС} = (Z_1 - Z_2)_{p,T}$.

При изобарно-изотермическом процессе максимальная полезная внешняя работа равна убыли изобарно-изотермического потенциала.

Таким образом, знание хотя бы одного термодинамического потенциала позволяет определить термические и калорические свойства термодинамической системы. При практических исследованиях чаще всего применяют два потенциала: изохорно-изотермический и изобарный, поскольку независимые переменные T , V и T , p , при которых они являются потенциалами, легко могут быть получены из эксперимента. Все термодинамические потенциалы являются аддитивными и однозначными функциями состояния, а их убыль при соответствующих условиях определяет работу действующих на систему сил.

9.3. Термодинамическое учение о равновесии

Все термодинамические системы разделяются на два больших класса: гомогенные и гетерогенные, и каждая система может находиться в состоянии устойчивого и неустойчивого равновесия.

Гомогенные, или однородные, *системы* – это такие системы, внутри которых нет поверхностей раздела, отделяющих друг от друга макроскопические части системы. Гомогенными системами являются смеси газов, жидкие и твердые растворы, а также всякое химически однородное тело, находящееся целиком в каком-либо одном агрегатном состоянии (твердом, жидком или газообразном).

Гетерогенными системами называются системы, состоящие из нескольких физических однородных тел, различных между собой и называемых *фазами*. Такие системы могут представлять различные агрегатные состояния одного и того же вещества, или эти тела являются продуктами взаимного растворения или продуктами химического взаимодействия различных веществ. Примерами гетерогенных систем могут служить: лед – вода, вода – пар, серое и белое оло-

во, водный раствор соли – твердая соль – водяной пар, жидкий металлический сплав – твердый раствор одного металла в другом и др.

Каждая фаза, входящая в состав гетерогенной системы, есть физически однородное тело, способное при нарушении равновесия обмениваться с другими телами своим веществом, имеет границу раздела от других тел и может быть отделено от других фаз механическим путем. Если гетерогенная система не находится в равновесии, то в ней возможен переход вещества из одной фазы в другую, например, переход жидкого вещества в твердое или газообразное, переход из одной кристаллической формы в другую. Не следует смешивать агрегатные состояния с фазами. Агрегатных состояний может быть только три: твердое, жидкое и газообразное, а фаз значительно большее число.

Опыты показывают, что существует два рода фазовых превращений. Фазовые превращения *первого рода* сопровождаются поглощением или выделением теплоты фазового превращения и скачкообразным изменением удельного объема и энтропии на линии фазового перехода; к ним относятся плавление, испарение, возгонка и др. Фазовые превращения *второго рода* не сопровождаются поглощением или выделением теплоты и скачкообразным изменением удельного объема и энтропии. Примерами могут служить превращение ферромагнитных тел при температуре, называемой точкой Кюри, выше которой тела теряют ферромагнитные свойства; превращение обычных металлов в сверхпроводники при низких температурах и др.

Термодинамическая система может находиться в состоянии *устойчивого* (стабильного) и *неустойчивого* (лабильного) равновесия. При устойчивом равновесии по устранении причин, вызвавших отклонение системы от состояния равновесия, система самопроизвольно возвращается в начальное равновесное состояние. Следовательно, чтобы вывести систему из устойчивого равновесия, необходимо совершить над ней некоторую работу. Неустойчивое равновесие отличается от устойчивого тем, что система, выведенная из состояния равновесия, к исходному состоянию не возвращается, а переходит в новое устойчивое состояние равновесия. Состояние неустойчивого равновесия системы из-за действия различных возмущающих факторов может существовать лишь временно. После этого она переходит в стабильное состояние.

Состояния равновесия, устойчивые к некоторым малым внешним воздействиям и неустойчивые к другим воздействиям, называют *полуустойчивыми* (метастабильными) состояниями. Системы, находящиеся в метастабильном состоянии, через некоторое время при наличии необходимых условий переходят в стабильное состояние (например, состояние переохлажденной воды или состояние перенасыщенного пара).

9.4. Общие условия равновесия термодинамической системы

Во всякой простой или сложной термодинамической системе, которая находится в неравновесном состоянии (в системе имеется разность давлений, температур и пр.), обязательно возникают самопроизвольные необратимые процессы, которые рано или поздно должны привести систему в состояние ус-

тойчивого равновесия. *Устойчивое равновесие характеризуется* тем, что в системе устраняются причины, вызвавшие неравновесные процессы, а сама система самопроизвольно возвращается в первоначальное равновесное состояние. Любая термодинамическая система, взаимодействующая с окружающей средой, имеющей неизменные параметры, с течением времени приходит в устойчивое равновесие вне зависимости от начальных условий.

Термодинамические потенциалы, а также энтропия могут служить величинами, указывающими направление процесса и характеризовать условия устойчивого равновесия в любых термодинамических системах. Пусть мы имеем изолированную от внешних влияний термодинамическую систему, в которой внутренняя энергия U и общий объем V имеют постоянное значение и в которой происходят какие угодно неравновесные процессы. Так как все эти процессы, будучи необратимыми, протекают в одном и том же направлении, то энтропия системы все время возрастает: $dS > 0$. Когда в системе наступит устойчивое равновесие при постоянных внутренней энергии и объеме системы и все процессы в ней прекратятся, то остановится и возрастание энтропии, т. е. в состоянии устойчивого равновесия энтропия системы будет иметь максимальное значение: $(\partial S)_{U,V} = 0$; $(\partial^2 S)_{U,V} < 0$.

Приведенное равенство характеризует, как известно из математики, условие максимума S . Энтропия при адиабатном необратимом процессе может только возрастать, и, следовательно, устойчивое равновесие наступит тогда, когда энтропия достигнет максимума: $S = S_{\text{МАКС}}$.

Из уравнения тождества $dU = TdS - pdV$ следует, что при $S = \text{const}$ и $V = \text{const}$ внутренняя энергия системы достигает минимума, т. е.

$$(\partial U)_{S,V} = 0; (\partial^2 U)_{S,V} > 0.$$

Вследствие этого при всех неравновесных изохорно-изоэнтروпных процессах внутренняя энергия U может только убывать и в состоянии равновесия $U = U_{\text{МАКС}}$.

Докажем, что и энтальпия в условиях равновесия принимает минимальное значение. Изменение энтальпии для необратимого процесса можно получить из уравнения тождества $TdS = dI - Udp$: $dI = TdS + Udp$.

При постоянных p и S энтальпия I (изобарно-изоэнтروпный потенциал) достигает минимума: $(\partial I)_{S,p} = 0$; $(\partial^2 I)_{S,p} > 0$. В связи с тем, что энтальпия I при необратимом процессе и постоянных S и p уменьшается с приближением системы к равновесию, в условиях устойчивого равновесия она принимает минимальное значение: $I = I_{\text{МИН}}$.

Условия устойчивого равновесия в системе при постоянных значениях температуры T и объема V можно получить, проанализировав уравнение $F_2 - F_1 \leq 0$. Из этого анализа следует, что в обратимых процессах изохорно-изотермический потенциал F остается постоянной величиной, а в необратимых процессах он всегда убывает: $(F_2 - F_1)_{V,T} \leq 0$. Поэтому в условиях равновесия системы изменение изохорно-изотермического потенциала становится равным

нулю: $(\partial F)_{V,T} = 0$; $(\partial^2 F)_{V,T} > 0$, а сам изохорно-изотермический потенциал принимает минимальное значение: $F = F_{МИН}$.

Особого внимания заслуживает условие равновесия в изотермических системах, находящихся под постоянным давлением. В этом случае характеристической функцией, как было показано выше, будет изобарно-изотермический потенциал. Из уравнения $z = \left(\frac{\partial U}{\partial m}\right)_{v,S} = \left(\frac{\partial I}{\partial m}\right)_{p,S} = \left(\frac{\partial F}{\partial m}\right)_{v,T} = \left(\frac{\partial Z}{\partial m}\right)_{p,T}$ следует, что в системах, находящихся при $T = const$ и $p = const$, обратимые процессы протекают при постоянной величине изобарного потенциала; если же в системе протекают необратимые процессы, то изобарный потенциал может только уменьшаться:

$(Z_2 - Z_1)_{p,T} \leq 0$. Следовательно, в условиях равновесия системы изменения изобарного потенциала составляют $(\partial Z)_{p,T} = 0$; $(\partial^2 Z)_{p,T} > 0$, а сам изобарный потенциал принимает минимальное значение: $Z = Z_{МИН}$. Это правило находит большое применение в некоторых вопросах молекулярной физики и физической химии.

Таким образом, как изохорно-изотермический, так и изобарный потенциалы определяют направление процесса в системе и полностью характеризуют условие равновесия, а уравнения

$$\begin{aligned} (\partial S)_{U,V} &= 0; (\partial^2 S)_{U,V} < 0; \\ (\partial U)_{S,V} &= 0; (\partial^2 U)_{S,V} > 0; \\ (\partial I)_{S,p} &= 0; (\partial^2 I)_{S,p} > 0; \\ (\partial F)_{V,T} &= 0; (\partial^2 F)_{V,T} > 0; \\ (\partial Z)_{p,T} &= 0; (\partial^2 Z)_{p,T} > 0 \end{aligned}$$

выражают общие условия равновесия в системе.

Выбор того или иного уравнения для изучения равновесия термодинамической системы зависит от того, какими параметрами характеризуется система.

Если $dQ = 0$, то $(\partial S)_{U,V} = 0$; $(\partial^2 S)_{U,V} < 0$ и $S = S_{МАКС}$.

Если $V = const$, то $(\partial U)_{S,V} = 0$; $(\partial^2 U)_{S,V} > 0$ и $U = U_{МАКС}$.

Если $p = const$, то $(\partial I)_{S,p} = 0$; $(\partial^2 I)_{S,p} > 0$ и $I = I_{МИН}$.

Если $T, V = const$, то $(\partial F)_{V,T} = 0$; $(\partial^2 F)_{V,T} > 0$ и $F = F_{МИН}$.

Если $T, p = const$, то $(\partial Z)_{p,T} = 0$; $(\partial^2 Z)_{p,T} > 0$ и $Z = Z_{МИН}$.

Таким образом, условия равновесия требуют, чтобы термодинамические потенциалы имели минимальное значение при своих переменных, а энтропия имела максимальное значение при постоянстве внутренней энергии и объема системы.

Контрольные вопросы

1. Что выражает термодинамическое тождество?
2. Какими особенностями обладают термодинамические функции?
3. Какие термодинамические функции считаются основными?
4. Какими независимыми переменными определяется каждая из основных термодинамических функций?
5. Что такое изохорно-изотермический потенциал и связанная энергия?
6. Физический смысл изохорно-изотермического потенциала.
7. Из каких величин составляется общая энергия системы?
8. Уравнение максимальной работы Гиббса – Гельмгольца при постоянных T_V и T_p .
9. Какие величины называются термодинамическими потенциалами?
10. Что представляет собой химический потенциал?
11. На какие классы делятся термодинамические системы?
12. Фазовые превращения первого и второго рода.
13. Какое состояние называется стабильным, лабильным, метастабильным?
14. Какие условия необходимо осуществлять для устойчивого равновесия термодинамической системы?

Задача

Определить L , Q , ΔI , ΔU , ΔS , ΔF и ΔZ при изотермическом расширении одного моля идеального газа от $p_1 = 0,1$ до $p_2 = 0,05$ МПа при температуре 1000 К.

Решение

Работа при изотермическом расширении

$$L = 1000 \cdot 8,314 \cdot 2,3 \cdot \lg \frac{0,1}{0,05} = 5760 \frac{\text{Дж}}{\text{моль}}.$$

$$\text{Подведенная теплота в процессе } Q = L = 5760 \frac{\text{Дж}}{\text{моль}}.$$

Изменение энтальпии $\Delta I = 0$.

$$\text{Изменение энтропии } \Delta S = \frac{Q}{T} = \frac{5760}{1000} = 5,76 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}.$$

Изменение внутренней энергии $\Delta U = 0$.

$$\text{Изохорно-изотермический потенциал } \Delta F = -L_{\text{МАКС}} = -5760 \frac{\text{Дж}}{\text{моль}}.$$

$$\text{Изобарный потенциал } \Delta Z = L_{\text{МАКС}} = 5760 \frac{\text{Дж}}{\text{моль}}.$$

10. ВОДЯНОЙ ПАР

10.1. Основные понятия и определения

Водяной пар и пары других веществ (аммиака, углекислоты и т. д.) имеют большое значение в промышленном производстве, являясь рабочим телом в паровых турбинах, паровых машинах, в атомных установках, теплоносителем в различных теплообменниках и т. п.

Процесс превращения вещества из жидкого состояния в газообразное называется *парообразованием*. *Испарением* называется парообразование, которое происходит всегда при любой температуре со свободной поверхности жидкости или твердого тела. Процесс испарения заключается в том, что отдельные молекулы с большими скоростями преодолевают притяжение соседних молекул и вылетают в окружающее пространство. Интенсивность испарения возрастает с увеличением температуры жидкости. Процесс *кипения* заключается в том, что если к жидкости подводить теплоту, то при некоторой температуре, зависящей от физических свойств рабочего тела и давления, наступает процесс парообразования как на свободной поверхности жидкости, так и внутри ее.

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

Процесс перехода твердого вещества непосредственно в пар называется *сублимацией*. Обратный процесс перехода пара в твердое состояние называется *десублимацией*.

Если парообразование жидкости происходит в неограниченном пространстве, то вся она может превратиться в пар. Если же парообразование жидкости происходит в закрытом сосуде, то вылетающие из жидкости молекулы заполняют свободное пространство над ней, при этом часть молекул, движущихся в паровом пространстве над поверхностью, возвращается обратно в жидкость. В некоторый момент между парообразованием и обратным переходом молекул из пара в жидкость может наступить равенство, при котором число молекул, вылетающих из жидкости, равно числу молекул, возвращающихся обратно в жидкость. В этот момент в пространстве над жидкостью будет находиться максимально возможное количество молекул. Пар в этом состоянии принимает максимальную плотность при данной температуре и называется *насыщенным*.

Таким образом, пар, соприкасающийся с жидкостью и находящийся в термическом с ней равновесии, является насыщенным. С изменением температуры жидкости равновесие нарушается, вызывая соответствующее изменение плотности и давления насыщенного пара. Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные высокодисперсные (мельчайшие) частицы жидкой фазы, называется *сухим насыщенным паром*. Состояние сухого насыщенного пара определяется одним параметром – давлением, или удельным объемом, или температурой. Насыщенный пар, в котором содержатся взвешенные высокодисперсные части-

цы жидкой фазы, равномерно распределенные по всей массе пара, называется *влажным насыщенным паром*.

Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется *степенью сухости* (x):

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

Массовая доля кипящей жидкости во влажном паре, равная $(1 - x)$, называется *степенью влажности*.

Для кипящей жидкости при температуре насыщения $x = 0$, а для сухого насыщенного пара $x = 1$, следовательно, степень сухости может меняться только в пределах от 0 до 1. Очевидно, состояние влажного пара определяется двумя величинами: температурой или давлением и каким-либо другим параметром, например степенью сухости.

Если сухому насыщенному пару сообщить некоторое количество теплоты при постоянном давлении, то температура его будет возрастать. Пар, получаемый в этом процессе, называется *перегретым*. Перегретый пар имеет при данном давлении более высокую температуру и удельный объем, чем сухой насыщенный пар. Перегретый пар над поверхностью жидкости получить нельзя. Температура перегретого пара, так же, как и газа, является функцией объема и давления. Перегретый пар является ненасыщенным, так как при данном давлении удельный объем перегретого пара больше удельного объема сухого насыщенного пара, а плотность меньше. Он по своим физическим свойствам приближается к газу и тем ближе, чем выше степень перегрева.

10.2. p, v -диаграмма водяного пара

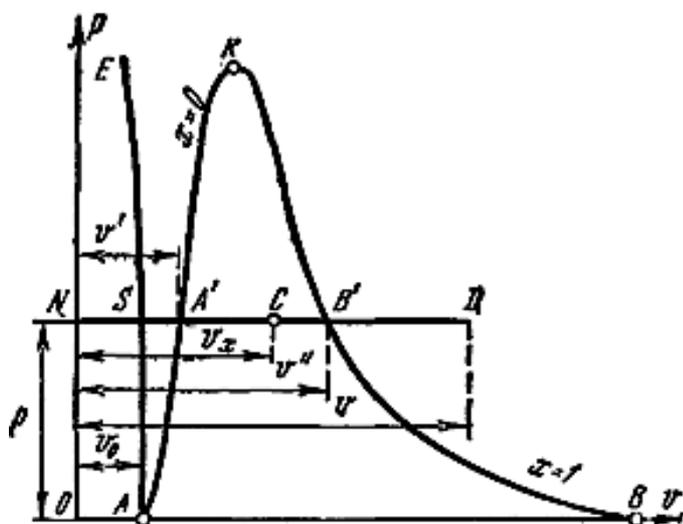


Рис. 27. p, v -диаграмма водяного пара

Фазовая p, v -диаграмма системы, состоящей из жидкости и пара, представляет собой график зависимости давления от удельных объемов воды и пара (рис. 27).

Отрезок NS — вода при температуре $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ и некотором давлении p занимает удельный объем v_0 .

Кривая AE — вся кривая выражает зависимость удельного объема воды от давления при температуре $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. Так как вода — вещество почти несжимаемое, то кривая AE почти параллельна оси ординат.

Если при постоянном давлении сообщать воде теплоту, то ее температура будет повышаться и удельный объем увеличиваться. При некоторой температуре t_s вода закипает, а ее удельный объем v' в точке A' достигнет при данном давлении максимального значе-

ния. С увеличением давления растет температура кипящей жидкости t_s и объем v' также увеличивается.

Кривая АК – пограничная кривая жидкости – график зависимости давления от v' . Характеристикой кривой АК является степень сухости $x = 0$.

В случае дальнейшего подвода теплоты при постоянном давлении начнется процесс парообразования. При этом количество воды уменьшается, количество пара увеличивается. В момент окончания парообразования – точка B' – пар будет сухим насыщенным. Удельный объем сухого насыщенного пара обозначается v'' .

Сухой насыщенный пар – пар, не содержащий капель влаги и не перегретый по отношению к состоянию насыщения.

Если процесс парообразования происходит при постоянном давлении, то температура его не изменяется и процесс $A'B'$ является одновременно и изобарным, и изотермическим. В точках A' и B' вещество находится в однофазном состоянии. В промежуточных точках вещество состоит из смеси пара и вода. Такую смесь тел называют *двухфазной системой*.

Кривая KB – график зависимости давления от удельного объема v'' – *пограничная кривая пара*. Характеристикой кривой KB является степень сухости $x = 1$.

Точка A соответствует состоянию кипящей жидкости в тройной точке, когда вещество находится в трех агрегатных состояниях одновременно ($t_0 = 0,01\text{ °C} = 0\text{ °C}$), *изобара АВ* соответствует состоянию равновесия всех трех фаз (тройная точка на p, v -диаграмме). Эта изобара при выбранном масштабе изображения кривых практически совпадает с осью абсцисс.

Если к сухому насыщенному пару подводить теплоту при постоянном давлении, то температура и объем его будут увеличиваться, и пар из сухого насыщенного перейдет в перегретый – точка D .

Перегретый пар – нагретый до температуры, превышающей температуру кипения при данном давлении.

Кривые AK и BK делят диаграмму на три части. Влево от пограничной кривой AK до нулевой изотермы располагается область жидкости. Между кривыми AK и KB располагается двухфазная система, состоящая из смеси воды и сухого пара. Вправо от KB и вверх от точки K располагается область перегретого пара или газообразного состояния тела. Обе кривые AK и KB сходятся в одной точке K , которая называется *критической точкой*.

Критическая точка – это конечная точка фазового перехода «жидкость – пар», начинающегося в тройной точке. Выше нее существование вещества в двухфазном состоянии невозможно. Никаким давлением нельзя перевести газ в жидкое состояние при температурах выше критической.

Параметры критической точки для воды: $t_K = 374,12\text{ °C}$, $v_K = 0,003147\text{ м}^3/\text{кг}$, $p_K = 22,115\text{ МПа}$, $i_K = 2095,2\text{ кДж/кг}$, $s_K = 4,424\text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

10.3. T, s -диаграмма водяного пара

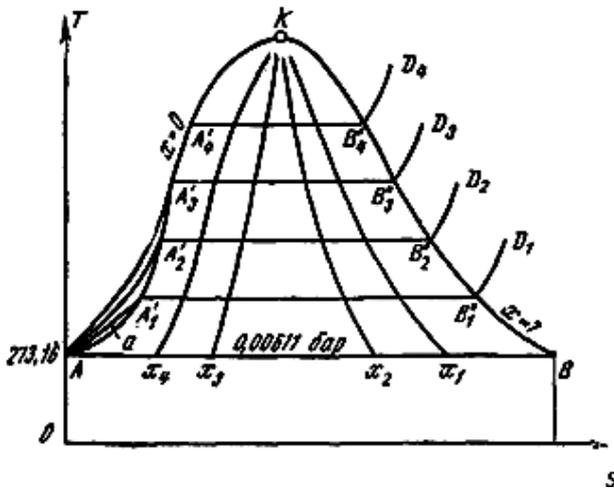


Рис. 28. T, s -диаграмма водяного пара

Графически на T, s -диаграмме произвольный процесс нагрева жидкости, парообразования и перегрева пара при постоянном давлении изображается кривой $AA_1'B_1''D_1$ (рис. 28).

Если нанести на диаграмме ряд таких, как кривая $AA_1'B_1''D_1$, изобарных процессов и соединить характерные точки, то получим пограничные кривые кипящей жидкости AK ($x = 0$) и сухого пара KB ($x = 1$), которые сходятся в критической точке. На диаграмме нанесена изобара (AB), соответствующая давлению в тройной точке, где $p_0 = 0,611$ кПа. Пограничная кривая жидкости выходит из оси ординат при температуре $273,16$ К, так как, по определению, в тройной точке удельная энтропия жидкости равна нулю. Пограничные кривые делят диаграмму на три части:

область жидкости – влево от AK ;

область влажного пара – между кривыми AK и KB ;

область перегретого пара – вправо от KB и вверх от точки K .

В области жидкости процесс нагрева воды от температуры 0 К до температуры кипения происходит по изобаре AaA_1' , которая практически сливается с пограничной кривой жидкости.

На диаграмму наносят изобары – линии постоянных удельных объемов, а в области влажного пара – линии равных степеней сухости, в этой области изобары представляют собой прямые линии, параллельные оси абсцисс, а в области перегретого пара – кривые линии BD . Область диаграммы, лежащая ниже изобары тройной точки, изображает различные состояния смеси лед + пар.

На T, s -диаграмме площадь, заключенная между линией обратимого процесса и осью абсцисс, изображает удельное количество теплоты, сообщаемое рабочему телу, равное $q = \int Tds$. Удельная работа любого обратимого цикла, равная $l = q_1 - q_2$, изображается на T, s -диаграмме площадью цикла. С помощью T, s -диаграммы легко определить термический КПД цикла.

10.4. i, s -диаграмма водяного пара

i, s -диаграмма водяного пара впервые была предложена Молье в 1904 г., именем которого она обычно и называется (рис. 29). Эта диаграмма обладает определенным достоинством по сравнению с T, s -диаграммой: техническая работа и количество теплоты, участвующие в процессах, изображаются отрезками линий, а не площадями.

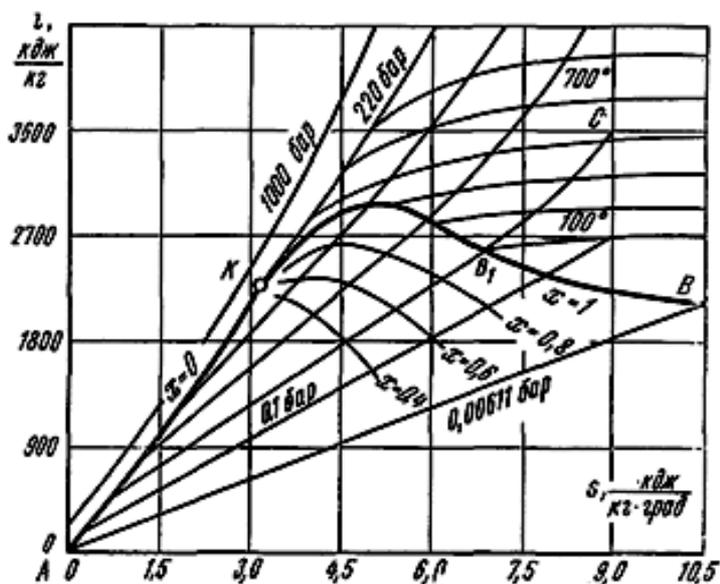


Рис. 29. i, s -диаграмма водяного пара

При построении i, s -диаграммы по оси ординат откладывается удельная энтальпия газа, по оси абсцисс – удельная энтропия. За начало координат принимается состояние воды в тройной точке ($s' = 0, i' = 0$). Пользуясь данными таблиц водяного пара, на диаграмму прежде всего наносят пограничные кривые жидкости и пара, сходящиеся в точке K . Пограничная кривая жидкости выходит из начала координат, так как в этой точке энтальпию и энтропию принимают равной нулю. Состояние воды изображается

точками на соответствующих изобарах, которые практически сливаются с пограничной кривой. Линии изобар в области влажного пара являются прямыми наклонными линиями, расходящимися веером от пограничной кривой жидкости.

$$\text{В изобарном процессе } ds = \frac{\delta q_p}{T} = \frac{di}{T} \text{ или } \left(\frac{di}{ds} \right)_p = T.$$

Угловым коэффициентом наклона изобары к оси абсцисс в каждой точке диаграммы численно равен абсолютной температуре данного состояния. Так как в области влажного пара изобара совпадает с изотермой, то, согласно последнему уравнению изобары влажного пара, являются прямыми линиями: $di = T_s ds$. Это уравнение есть уравнение прямой.

В области перегретого пара изобары имеют кривизну с выпуклостью, обращенной вниз. На i, s -диаграмму нанесена изобара AB , соответствующая давлению в тройной точке при $p_0 = 0,000611$ бар.

В области влажного пара наносится сетка линий постоянной сухости пара ($x = const$), которые сходятся в критической точке K .

Изотермы в области влажного пара совпадают с изобарами. В области перегретого пара они расходятся: *изобары* поднимаются вверх, а *изотермы* представляют собой кривые линии, обращенные выпуклостью вверх. При низких давлениях *изотермы* весьма близки к горизонтальным линиям. С повышением давления кривизна изотерм увеличивается. На диаграмму наносится сетка *изохор*, которые имеют вид кривых, поднимающихся более круто вверх по сравнению с изобарами. Обратимый адиабатный процесс изображается в i, s -диаграмме вертикальной прямой. Поэтому все вертикальные прямые представляют собой адиабаты. Область диаграммы, лежащая ниже изобары тройной точки, изображает различные состояния смеси лед + пар.

Контрольные вопросы

1. Что называется кипением, парообразованием и испарением?
2. Какие процессы называются сублимацией и десублимацией?
3. Какой пар называется влажным насыщенным, сухим насыщенным перегретым?
4. Что такое степень сухости и степень влажности?
5. Изобразить p, v -диаграмму водяного пара.
6. Какие точки располагаются на пограничных кривых жидкости и пара?
7. Что относится к параметрам критической точки?
8. T, s -диаграмма водяного пара.
9. i, s -диаграмма водяного пара.

Задача

Определить массу и энтальпию $0,5 \text{ м}^3$ влажного пара со степенью влажности 10 % и давлением 1 МПа.

Решение

Удельный объем пара $v_x \approx v''x = 0,1945(1 - 0,1) \approx 0,175 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Масса пара $m = \frac{V}{v_x} = \frac{0,5}{0,175} = 2,9 \text{ кг}$.

Энтальпия пара

$I_x = m(i + rx) = 2,9(762,4 + 2015,3 \cdot 0,9) = 7520 \text{ кДж}$.

11. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

11.1. Первый закон термодинамики в применении к потоку движущегося газа

В технике имеется большая группа машин, в которых работа производится за счет внешней кинетической энергии рабочего тела: паровые турбины, газовые турбины, реактивные двигатели, ракеты и др.

В процессах изменения состояния движущегося с конечной скоростью газа теплота расходуется не только на изменение внутренней энергии и совершение внешней работы (против внешних сил), но и на приращение внешней кинетической энергии газа при его перемещении по каналу. Поэтому уравнение первого закона термодинамики для 1 кг газа в дифференциальной форме получает следующий вид:

$$dq = du + dl' + \frac{d\omega^2}{2},$$

где dq – подведенное удельное количество теплоты от внешних источников теплоты; du – изменение удельной внутренней энергии; dl' – работа против внешних сил – *работа проталкивания* (она не равна работе расширения газа dl); $\frac{d\omega^2}{2}$ – изменение внешней кинетической энергии рабочего тела – *располагаемая работа*. При выводе этого уравнения не учитывалось влияние гравитационных сил, а также считалось, что газом не совершается так называемая *техническая работа*.

Изменение кинетической энергии рабочего тела может происходить как в трубах постоянного сечения, так и в специальных каналах переменного сечения, называемых соплами и диффузорами. Если при перемещении газа по каналу происходит его расширение с уменьшением давления и увеличением скорости, то такой канал называется *соплом*. Если в канале происходит сжатие рабочего тела с увеличением его давления и уменьшением скорости, то такой канал называется *диффузором*.

11.2. Работа проталкивания

Определим величину работы против внешних сил, или работу проталкивания dl' . При выводе уравнения принимаются следующие условия истечения.

1. Осуществляется условие неразрывности струи, т. е. через любое поперечное сечение канала в единицу времени протекает одинаковая масса рабочего тела

$$m = \frac{a_1\omega_1}{v_1} = \frac{a_2\omega_2}{v_2} = \frac{a\omega}{v} = const,$$

где a_1, a_2, a – площади поперечного сечения канала; $\omega_1, \omega_2, \omega$ – скорости рабочего тела; v_1, v_2, v – удельные объемы.

2. Течение газа по каналу осуществляется без подвода и отвода теплоты, т. е. адиабатно (рис. 30).

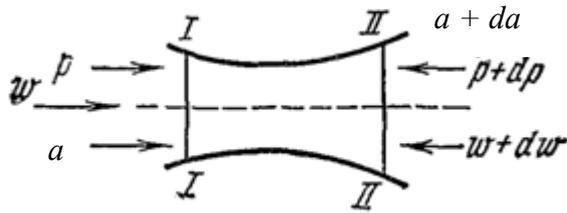


Рис. 30. Течение газа

3. В каждом поперечном сечении канала скорость ω , давление p , температура T и другие параметры рабочего тела постоянны по сечению канала, т. е. имеют во всех точках плоскости, перпендикулярной к оси трубы, одинаковое значение (осредненные величины).

4. Рассматривается установившееся движение, называемое *стационарным*. При этом величины v , ω , p , T могут меняться по длине канала, но в каждом сечении, к которому они относятся, не зависят от времени. Все величины являются только функциями координат.

Предположим, что по каналу переменного сечения перемещается газ (рис. 30). Выделим сечениями $I-I$ и $II-II$ элементарную массу газа. В сечении $I-I$ действует сила pa , а в сечении $II-II$ – сила $(p + dp)(a + da)$, действующая противоположно силе в сечении $I-I$. Обе силы в сечениях $I-I$ и $II-II$ совершают работу; алгебраическая сумма этих работ будет работой, затраченной на проталкивание элементарной массы газа. Элементарную работу проталкивания газа на бесконечно малом пути между сечениями $I-I$ и $II-II$ за 1 секунду находим из уравнения $dl' = (p + dp)(a + da)(\omega + d\omega) - p d\omega$. Раскрывая скобки и отбрасывая бесконечно малые величины второго и высшего порядков, получаем $dl' = p d(a\omega) + a\omega dp$.

Из уравнения $m = \frac{a_1\omega_1}{v_1} = \frac{a_2\omega_2}{v_2} = \frac{a\omega}{v} = const$ следует, что $m\omega = a\omega$, где m –

масса газа, протекающего через любое сечение канала за 1 секунду. Заменяя величину $a\omega$ на $m\omega$, получим $dl'_\tau = m(pdv + vdp)$ или $dl'_\tau = d(pv)$. Уравнение первого закона термодинамики в дифференциальной форме для потока газа примет вид:

$$dq = du + d(pv) + \frac{d\omega^2}{2} \text{ или } dq = d(u + pv) + \frac{d\omega^2}{2}.$$

Величина $(u + pv)$ – это удельная энтальпия, следовательно, $dq = di + \frac{d\omega^2}{2}$.

Уравнение показывает, что подведенное количество теплоты в процессе при течении газа (или жидкости) расходуется на изменение удельной внутренней энергии, на работу проталкивания и на изменение внешней кинетической энергии рабочего тела или подведенное количество теплоты при течении газа расходуется на изменение его удельной энтальпии и внешней кинетической энергии.

11.3. Располагаемая работа

Величина $\frac{d\omega^2}{2}$, равная бесконечно малому приращению внешней кинетической энергии рабочего тела, называется *элементарной располагаемой работой*. Эта энергия может быть использована для получения внешней полезной работы. Для обратимого процесса течения газа

$$\frac{d\omega^2}{2} = -v dp \text{ или } \omega d\omega = -v dp.$$

Равенство показывает, что при движении рабочего тела по каналу знаки $d\omega$ и dp противоположны.

Если $dp > 0$, то газ сжимается и его скорость уменьшается: $d\omega < 0$.

Если $dp < 0$, то газ расширяется и его скорость увеличивается: $d\omega > 0$.

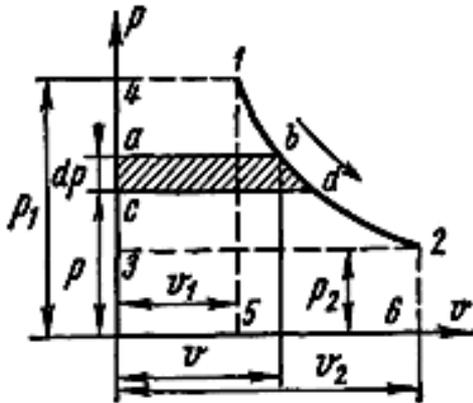


Рис. 31. p, v -диаграмма располагаемой работы

Располагаемую работу можно представить графически на p, v -диаграмме (рис. 31). На рисунке изображен обратимый процесс расширения газа $1-2$. Бесконечно малая располагаемая работа $-v dp$ измеряется элементарной площадью $abdc$. Очевидно, вся располагаемая работа в процессе $1-2$:

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

Приращение кинетической энергии потока газа представляет собой разность работ расширения потока газа $\int_{v_1}^{v_2} p dv$ и работы проталкивания $(p_2 v_2 - p_1 v_1)$; $l_{расн}$ измеряется площадью 1234 , ограниченной линией процесса расширения газа, абсциссами крайних точек и осью ординат p .

Если кривая $1-2$ является политропой, то располагаемую работу находят по уравнению

$$l_{расн} = \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_1}^{p_2} v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} dp = \left[\frac{n}{n-1} \right] (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

При адиабатном расширении идеального газа

$$l_{расн} = \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_1}^{p_2} v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} dp = \left[\frac{k}{k-1} \right] (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Сравнивая располагаемую работу при истечении (площадь 1234) с работой расширения газа (площадь 1265), получаем, что располагаемая работа в n раз больше работы расширения газа $l_{расч} = nl$.

Из уравнения $dq = di + \frac{d\omega^2}{2}$ следует, что $dl_{расч} = \frac{d\omega^2}{2} = dq - di$ или $l_{расч} = q - i_1 - i_2$. Располагаемая работа при истечении газа может быть получена за счет внешней теплоты и уменьшения удельной энтальпии газа. Это уравнение справедливо как для обратимых, так и для необратимых процессов течения газа с трением.

При адиабатном течении из уравнения $i_1 - i_2 = \frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)}{2}$ следует

$$dl_{расч} = \frac{d\omega^2}{2} = -di \text{ или } l_{расч} = \frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)}{2} = i_1 - i_2.$$

При необратимом истечении газа располагаемая работа при том же перепаде давления меньше, так как удельная энтальпия в конечном состоянии будет больше за счет полученной теплоты трения. Практически расчет ведется обычно для идеального (обратимого) процесса течения, а необратимость процесса учитывается эмпирическим коэффициентом, который всегда меньше единицы.

11.4. Адиабатный процесс истечения

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что в каналах даже при небольшой разности давлений газа и внешней среды получается достаточно большая скорость течения рабочего тела. Так как длина канала небольшая, то теплообмен между стенками канала и газом при малом времени их прохождения настолько незначителен, что им можно пренебречь и процесс истечения считать адиабатным. Скорость истечения газа при адиабатном процессе определяется из основного уравнения располагаемой работы:

$$dl_{расч} = \frac{d\omega^2}{2} \text{ или } l_{расч} = \int_1^2 \frac{d\omega^2}{2} = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2}.$$

Откуда $\omega_2 = \sqrt{2l_{расч} + \omega_1^2}$, где ω_1 – начальная скорость газа; ω_2 – конечная скорость газа при выходе из канала.

В большинстве случаев начальная скорость газа по сравнению с конечной весьма мала и в практических расчетах ею обычно пренебрегают. Конечную скорость истечения определяют по уравнению:

$$\omega = \sqrt{2l_{расч}} = \sqrt{2(i_1 - i_2)}.$$

11.5. Истечение из суживающегося сопла

Располагаемую работу при адиабатном истечении идеального газа определяют по уравнению

$$l_{расч} = \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} dp = \left[\frac{k}{k-1} \right] (p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

а скорость адиабатного истечения идеального газа по уравнению

$$\omega = \sqrt{2l_{расч}} = \sqrt{2 \left[\frac{k}{k-1} \right] (p_1 v_1 - p_2 v_2)} \quad \text{или} \quad \omega = \sqrt{2 \left[\frac{k}{k-1} \right] p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Скорость истечения газа зависит от состояния газа при входе в сопло и от давления p_2 на выходе.

Массовый расход газа в килограммах в секунду при истечении определяется уравнением

$$m = \frac{a\omega}{v_2},$$

где a – площадь выходного сечения канала; ω – скорость истечения; v_2 – удельный объем газа в выходном сечении канала.

При адиабатном истечении идеального газа $v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}$.

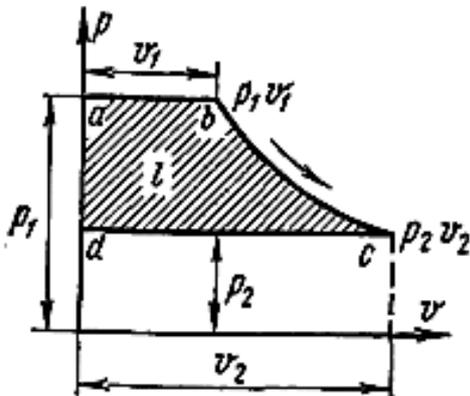


Рис. 32. p, v -диаграмма располагаемой работы при истечении газа из суживающегося сопла

С учетом вышесказанного массовый расход идеального газа

$$m = \frac{\sqrt{2 \left[\frac{k}{k-1} \right] p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}}{v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}} \quad \text{или}$$

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

Массовый расход идеального газа зависит от площади выходного сечения канала, начального состояния газа и степени его расширения.

Графически располагаемая работа при истечении газа изображается площадью $abcd$ на рис. 32.

11.6. Истечение идеального газа из комбинированного сопла Лавала

Комбинированное сопло Лавала предназначено для использования больших перепадов давления и для получения скоростей истечения, превышающих критическую или скорость звука. Сопло Лавала состоит из короткого суживающегося участка и расширяющейся конической насадки (рис. 33).

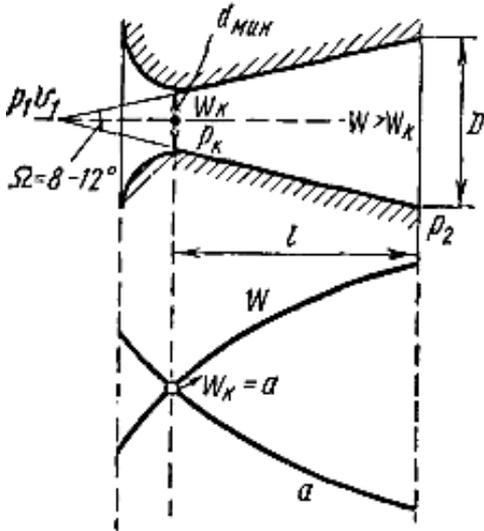


Рис. 33. Сопло Лавала

Опыты показывают, что угол конусности расширяющейся части должен быть равен $\Omega = 8-12^\circ$. При больших углах наблюдается отрыв струи от стенок канала. При истечении газа из комбинированного сопла в окружающую среду с давлением меньше критического в самом узком сечении сопла устанавливается критическое давление p_k и критическая скорость ω_k . В расширяющейся насадке сопла происходит дальнейшее увеличение скорости газа и падение давления до давления внешней среды. Скорость истечения и секундный расход идеального газа (при заданном a) определяются по формулам

$$\omega = \sqrt{2 \left[\frac{k}{k-1} \right] p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad \text{и} \quad m = a \sqrt{2 \left[\frac{k}{k-1} \right] \left(\frac{p_1}{v_1} \right) \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}.$$

При заданном расходе площадь минимального сечения сопла a_{\min} можно вычислить по формуле

$$m_{\max} = a_{\min} \sqrt{2 \left[\frac{k}{k+1} \right] \left(\frac{p_1}{v_1} \right) \left[\frac{2}{k+1} \right]^{\frac{2}{k-1}}},$$

а площадь выходного сечения сопла a – по формуле

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

Длина суживающейся части обычно берется равной диаметру выходного сечения сопла. Длину расширяющейся насадки l (рис. 33) можно определить по уравнению

$$l = \frac{(D-d)}{2 \operatorname{tg} \frac{\Omega}{2}},$$

где D – диаметр выходного отверстия; d – диаметр сопла в минимальном сечении; Ω – угол конусности сопла.

Контрольные вопросы

1. Написать уравнение первого закона термодинамики для потока.
2. Объяснить все величины, входящие в уравнение для потока.
3. Какие каналы называются соплами и диффузорами?
4. Какое состояние называется стационарным?
5. Написать уравнение неразрывности для потока.
6. Вывод уравнения работы проталкивания.
7. Уравнение первого закона термодинамики для потока с применением энтальпии.
8. Вследствие чего происходит изменение внешней кинетической энергии рабочего тела при адиабатном процессе истечения?
9. Какая величина называется располагаемой работой?
10. Графическое изображение располагаемой работы в p, v -диаграмме.
11. Уравнение располагаемой работы для политропного и адиабатного процессов.
12. Уравнение располагаемой работы при адиабатном процессе с применением энтальпии.
13. Скорость истечения жидкости при адиабатном процессе.
14. Скорость истечения идеального газа при адиабатном процессе.
15. Массовый расход идеального газа.
16. Основные условия течения по каналам переменного сечения.
17. Дать описание комбинированного сопла Лавалья.
18. Как определяется скорость истечения и массовый расход газа при выходе из сопла Лавалья?
19. Как определяются площади минимального и выходного сечений сопла Лавалья?
20. Как определяется длина сопла Лавалья?

Задача

Из комбинированного сопла газовой турбины вытекают продукты сгорания при давлении $p = 1,3 \cdot 10^5$ Па. При входе в сопло давление газов равно $p_1 = 10,0 \cdot 10^5$ Па при температуре 1200 К (927 °С). Массовый расход газов $m = 0,8$ кг/с. Истечение считать адиабатным, а показатель $k = c_p/c_v = 1,35$. Продукты сгорания обладают свойствами воздуха. Трением в канале сопла и входной скоростью пренебречь. Определить минимальное и входное сечения сопла, а также температуру газов при выходе из сопла.

Решение

Определим критическое отношение давлений по данным задачи.

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

Для нашей задачи отношение давлений $\beta_k = \frac{p_k}{p_1} = \frac{1,3}{10} = 0,13 < \beta_k = 0,5367$.

Следовательно, обязательно надо применить комбинированное сопло Лавалья.

Определим скорость газов в критическом сечении сопла:

$$\omega_k = \sqrt{2 \left[\frac{k}{k+1} \right] p_1 v_1} = \sqrt{2 \left[\frac{2}{k+1} \right] RT_1} = \sqrt{2 \left[\frac{1,35}{1,35+1} \right] 287 \cdot 1200} = 629 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Зная критическую скорость и массовый расход газов, можно определить площадь критического сечения сопла (минимальную) – $a_{\text{мин}}$:

$$a_{\min} = \frac{mv_k}{\omega_k} = \frac{0,8 \cdot 0,546}{629} = 0,000694 \text{ м}^2;$$

$$v_k = \frac{v_1}{\beta_k^{\frac{1}{k}}} = \frac{0,3444}{0,537^{\frac{1}{1,35}}} = 0,546 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}},$$

где v_1 определяем по формуле Клапейрона:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 1200}{10 \cdot 10^2} = 0,3444 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

Диаметр критического сечения $d_k = \sqrt{\frac{a_{\min}}{0,785}} = \sqrt{\frac{694}{0,785}} = 29,8 \text{ мм}.$

Длину суживающейся части сопла берем равной диаметру критического сечения (из конструктивных соображений) $l_1 = 30 \text{ мм}.$

Определим скорость газов в выходном сечении сопла:

$$\omega_B = \sqrt{2 \left[\frac{k}{k-1} \right] p_1 v_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}} = \sqrt{2 \left[\frac{k}{k-1} \right] RT_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)} = 782 \text{ м/с}.$$

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

$$a_B = \frac{mv_2}{\omega_B} = \frac{0,8 \cdot 1,524}{782} = 0,001559 \text{ м}^2;$$

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

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

Длину расширяющейся части сопла l_2 определим по уравнению $l = \frac{(D-d)}{2 \operatorname{tg} \frac{\Omega}{2}}.$

Угол конусности насадки принимаем равным 10° , $\operatorname{tg} 10^\circ = 0,17633$, тогда

$$l_2 = \frac{(44,6 - 29,8)}{0,17498} = 85 \text{ мм}.$$

Длина сопла газовой турбины $l = l_1 + l_2 = 30 + 85 = 115 \text{ мм}.$

Температуру газов при выходе из сопла T_2 определяем из уравнения Клапейрона:

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

12. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

12.1. Дросселирование газа

Дросселирование – необратимый процесс, в котором давление при прохождении газа через суживающееся отверстие уменьшается без совершения внешней работы. Если на пути струи газа или жидкости, протекающей по трубе или какому-либо другому каналу, встречается препятствие, приводящее к внезапному резкому сужению поперечного сечения струи, а затем сечение струи увеличивается, то давление протекающего газа (жидкости) за препятствием всегда оказывается меньшим, чем перед ним. Эффект падения давления струи рабочего тела и называется *дросселированием* (или *мятием*).

С процессом дросселирования приходится часто сталкиваться на практике, например, при движении воды через частично открытый водопроводный кран или при движении воздуха через не полностью открытый воздушный шибер. Физически падение давления за местным сопротивлением обусловлено диссипацией энергии потока. Оно зависит от природы рабочего тела, его состояния, сужения газопровода и скорости движения газа. Рассмотрим адиабатный процесс течения газа через трубу, имеющую местное сопротивление, например диафрагму, считая, что стенки трубы окружены идеальной теплоизоляцией, исключаящей теплообмен с окружающей средой. Сечение трубы до и после диафрагмы считаем одинаковым, что дает возможность пренебречь изменением кинетической энергии потока. Рассмотрим массу газа (рис. 34), заключенную в данный момент между сечениями *I* (до местного сопротивления) и *II* (за сопротивлением).

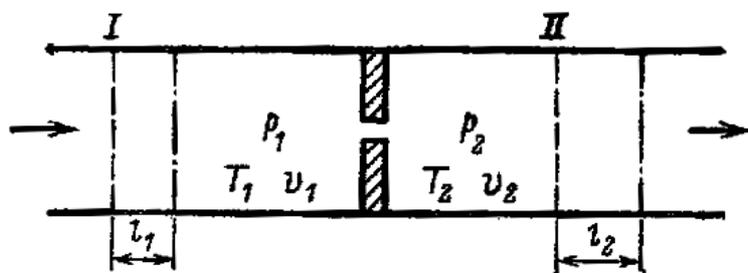


Рис. 34. Дросселирование газа

Поскольку газ движется, то зафиксированные сечения газа (или невесомые поршни) *I* и *II* перемещаются вдоль трубы. Площадь сечения этих условных поршней обозначим S_1 и S_2 .

Давление, удельный объем и температуру газа до диафрагмы обозначим p_1 , v_1 и T_1 , после диафрагмы – p_2 , v_2 и T_2 . За некоторый промежуток времени поршень *I* переместится вдоль трубы на расстояние l_1 , поршень *II* – на расстояние l_2 . Так как давление и плотность газа за диафрагмой меньше, чем перед диафрагмой, то $l_1 > l_2$. Для того чтобы переместить поршень *I* на расстояние l_1 , нужно совершить работу, равную $L_1 = p_1 l_1 S_1$ или $V_1 = p_1 S_1$, где V_1 – объем газа, вытесненный поршнем *I* за рассматриваемый промежуток времени через диафрагму, м³, $V_1 = v_1 m$; m – масса газа, прошедшего через дроссель, кг; v_1 – удельный объем газа до дросселирования, $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Тогда $L_1 = p_1 v_1 G$.

Аналогично для второго поршня: $L_2 = p_2 v_2 G$.

При перемещении газа за определенный промежуток времени совершается работа, равная алгебраической сумме работ: $L = (p_2 v_2 - p_1 v_1)G$. Эта работа затрачивается на преодоление местного сопротивления, превращаясь в теплоту. Работа в адиабатном процессе может быть произведена только за счет уменьшения удельной внутренней энергии системы. Следовательно,

$$L = (u_1 - u_2)G,$$

где u_1 и u_2 – удельная внутренняя энергия единицы массы газа соответственно

до и после диафрагмы, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Приравнивая правые части уравнений $L = (p_2 v_2 - p_1 v_1)G$ и $L = (u_1 - u_2)G$ получаем:

$$p_1 v_1 + u_1 = p_2 v_2 + u_2, \quad i_1 = i_2.$$

Уравнение $i_1 = i_2$ показывает, что в результате адиабатного дросселирования значения удельных энтальпий рабочего тела до и после местного сопротивления одинаковы.

Что же касается процесса, происходящего в самом дросселе, то следует заметить, что при течении внутри дросселя энтальпия газа (жидкости) может изменяться. Поток газа (жидкости) ускоряется, его кинетическая энергия возрастает и, следовательно, энтальпия уменьшается. После того как за дросселем сечение потока снова возрастает, поток замедляется (тормозится), его кинетическая энергия уменьшается и энтальпия увеличивается до прежнего значения.

Уравнение первого закона термодинамики для любого потока (и при отсутствии, и при наличии трения) имеет следующий вид:

$$dq_{\text{внеш}} = di + \omega d\omega + gdh + dl_{\text{техн}}.$$

Или в интегральной форме

$$q_{\text{внеш}} = i_2 - i_1 + \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2} + g(h_2 - h_1) + l_{\text{техн}}.$$

В случае адиабатного $q_{\text{внеш}} = 0$ горизонтального $h_2 = h_1$ потока, скорость которого в рассматриваемых точках относительно мала ($\omega_2 \approx \omega_1 \approx 0$), при отсутствии технической работы $l_{\text{техн}} = 0$ – именно такой поток рассматривается при анализе процесса дросселирования – уравнение принимает вид:

$$i_2 = i_1,$$

что совпадает с выводом о неизменности удельной энтальпии в результате адиабатного дросселирования.

Рассмотрим горизонтальный поток, не совершающий технической работы при наличии трения: $\omega d\omega = -v dp - dl_{\text{тр}}$. В случае, если скорость потока относительно мала, $\omega \approx 0$ (именно этот случай имеет место при дросселировании), по-

лучаем: $dl_{\text{тр}} = -\nu dp$. Т. е. в таком потоке давление вдоль потока $dp < 0$ падает вследствие затраты потоком работы на преодоление трения ($dl_{\text{тр}} > 0$: работа, производимая потоком, положительна). Если бы трение отсутствовало, то давление вдоль потока оставалось бы постоянным.

12.2. Изменение удельной энтропии и температуры при дросселировании

Дросселирование является необратимым процессом, так как часть энергии потока теряется на его завихрение перед диафрагмой и за ней и преобразуется в теплоту, которая при адиабатном течении передается рабочему телу. Если представить процесс, идущий в обратном направлении (например, в трубе, изображенной на рис. 34, изменить направление течения газа на обратное), то он по-прежнему будет сопровождаться падением давления при протекании газа через дроссель. Изменение удельной энтропии газа:

$$s_2 - s_1 = - \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_i dp,$$

его можно записать в виде: $s_2 - s_1 = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{\nu}{T} dp$, $s_2 - s_1 = \int_{p_2}^{p_1} \frac{\nu}{T} dp$.

Такая запись является наиболее удобной, так как $p_2 < p_1$. Из последнего уравнения следует, что всегда $s_2 > s_1$.

Для определения изменения температуры в процессе адиабатного дросселирования необходимо знать значение производной $\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_i$.

Из соотношения $\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_i \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_p = -1$ с учетом соотношений

$$c_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p, \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T = \nu - T \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p \text{ получим } \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_i = \frac{T \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p - \nu}{c_p}.$$

Величина $\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_i$ называется *коэффициентом адиабатного дросселирования* или *дифференциальным дроссель-эффектом*, его обозначают α_i . В общем случае величина α_i отлична от нуля.

Явление изменения температуры газов и жидкостей при адиабатном дросселировании называется *эффектом Джоуля – Томсона*. Измеряя дифференциальный дроссель-эффект (весьма малую конечную разность температур ΔT при такого же порядка разности давлений по обе стороны дросселя Δp), можно по результатам этих измерений найти величину α_i , затем построить i, T -

диаграмму исследуемого вещества, определить удельную теплоемкость c_p , удельный объем и т. д.

Изменение температуры газа (жидкости) при значительном перепаде давлений на дросселе называется *интегральным дроссель-эффектом*, он вычисляется из соотношения

$$T_2 - T_1 = \int_{p_2}^{p_1} \alpha_i dp,$$

где T_2 , T_1 – температуры дросселируемого вещества соответственно перед дросселем и за ним.

Интегральный дроссель-эффект может достигать весьма большой величины. Например, при дросселировании водяного пара от давления 29400 кПа и температуры 450 °С до давления, равного 98 кПа, температура пара уменьшается до 180 °С, т. е. на 270 °С.

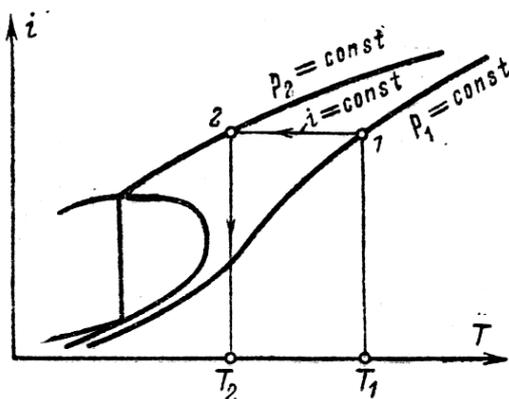


Рис. 35. i, T -диаграмма

Определение величины интегрального адиабатного дроссель-эффекта удобно выполнять с помощью i, T -диаграммы дросселируемого вещества (рис. 35). Если известно состояние газа перед дросселем, т. е. его давление p_1 и температура T_1 , и известно давление за дросселем p_2 , то, нанеся точку 1 и найдя точку пересечения изоэнтропалы $i = const$ с изобарой $p_2 = const$, получим температуру за дросселем T_2 .

Знак дроссель-эффекта

Проанализируем соотношение $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_p}$. Поскольку всегда $c_p > 0$, то знак коэффициента α_i определяется знаком стоящей в числителе правой части уравнения.

Очевидно, что если $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p < \frac{v}{T}$, то $\alpha_i < 0$, и тогда температура дросселируемого вещества возрастает.

Если $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p > \frac{v}{T}$, то $\alpha_i > 0$, и тогда температура дросселируемого вещества уменьшается.

Если $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T}$, то $\alpha_i = 0$, и тогда температура дросселируемого веще-

ства не меняется. Для идеального газа характерно $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T}$, тогда идеальный газ дросселируется без изменения температуры.

Таким образом, для газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса, эффект Джоуля – Томсона не равен нулю.

Как показывает опыт, для одного и того же вещества α_i оказывается различным в зависимости от области состояния. Состояние газа (жидкости), в котором α_i равен нулю, называется *точкой инверсии* эффекта Джоуля – Томсона. Геометрическое место точек инверсии на диаграмме состояния данного вещества называется *кривой инверсии*. Точки на кривой инверсии удовлетворяют уравнению $\alpha_i = 0$. Пользуясь этим условием, можно найти кривую инверсии с помощью уравнения состояния вещества.

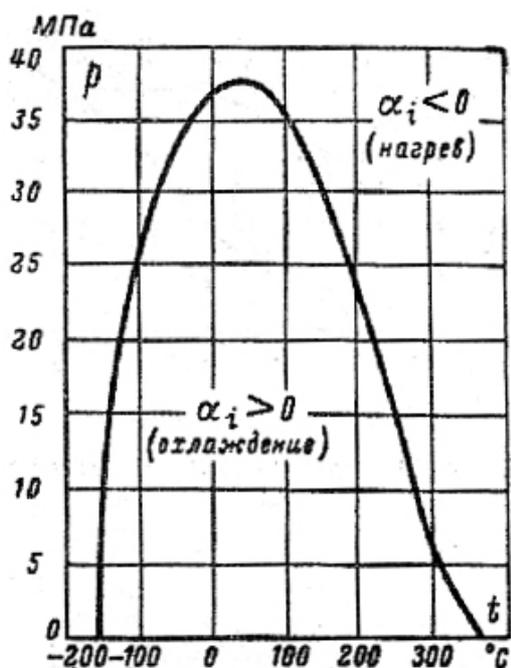


Рис. 36. Кривая инверсии азота

при наличии процесса $1-b$ располагаемая работа уменьшается и становится равной $i_b - i_c \leq i_1 - i_2$. Так как при дросселировании пара перед турбиной с давлением 10 кПа и температурой 500 °С до давления 5 кПа расход пара уменьшается в два раза, а адиабатный теплоперепад на 16 %, то мощность турбины снижается примерно на 53 %.

В качестве примера на рис. 36 приведена кривая инверсии азота в p, t -диаграмме. Внутри области, ограниченной кривой инверсии $\alpha_i > 0$, т. е. газ при дросселировании охлаждается. Вне этой области $\alpha_i < 0$, т. е. температура газа при дросселировании повышается. Аналогичный характер имеют кривые инверсии других веществ.

Процесс дросселирования используют для регулирования работы паросиловых установок, так как с увеличением дросселирования уменьшаются расход рабочего тела и располагаемая работа (теплоперепад). Действительно, если без дросселирования располагаемая работа равна $i_1 - i_2$ (рис. 37), то

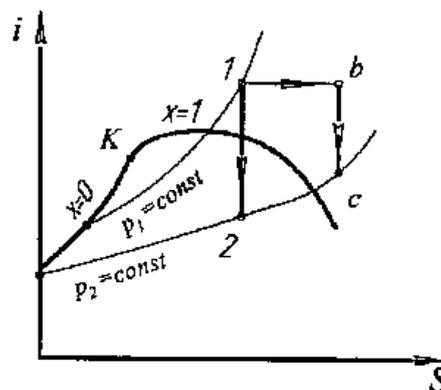


Рис. 37. Дросселирование водяного пара перед паровой турбиной

12.3. Дросселирование водяного пара

Исследование процесса дросселирования водяного пара наглядно производится по i, S -диаграмме (рис. 38), в которой процесс мятия можно условно изобразить горизонтальной линией, так как горизонталь есть только вспомогательное построение для нахождения параметров состояния конечной точки и не имеет физического смысла в промежуточных точках.

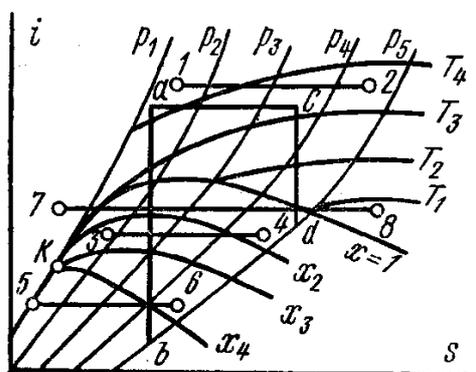


Рис. 38. Дросселирование водяного пара

Пусть водяной пар дросселируется от состояния a до состояния c . От точки a до давления p_5 разность энтальпий выражается отрезком ab ; от точки c разность энтальпий выражается отрезком cd , который значительно меньше отрезка ab , т. е. работоспособность пара резко падает. Чем больше мятие пара, тем меньше его работоспособность. Из диаграммы видно, что если подвергается мятию перегретый пар (процесс 1–2), то

давление и температура уменьшаются, а объем, удельная энтропия и степень перегрева увеличиваются. При мятии пара высокого давления и небольшого перегрева (процесс 7–8) пар сначала переходит в сухой насыщенный, затем во влажный, потом опять в сухой насыщенный и снова перегретый. При дросселировании кипящей жидкости (процесс 5–6) она частично испаряется с увеличением степени сухости. При дросселировании влажного пара степень сухости его увеличивается (процесс 3–4).

Процесс дросселирования является необратимым процессом, который сопровождается увеличением удельной энтропии. С ростом удельной энтропии всегда понижается работоспособность газа или пара.

Контрольные вопросы

1. Какой процесс называется дросселированием и где он встречается?
2. Какие величины изменяются и какие остаются постоянными за суженным отверстием?
3. Уравнение процесса дросселирования.
4. Почему процесс дросселирования нельзя назвать изоэнтальпийным?
5. Как изменяется температура идеального газа при дросселировании?
6. Эффект Джоуля – Томсона и его уравнение.
7. Что такое дифференциальный и интегральный эффекты дросселирования?
8. Дросселирование реальных газов.
9. Что называется точкой и температурой инверсии?
10. Дифференциальный эффект Джоуля – Томсона для газов, подчиняющихся уравнению Ван-дер-Ваальса.
11. Когда и при каких условиях температура реального газа при дросселировании повышается, понижается и остается без изменения?
12. Исследование процесса дросселирования водяного пара по i, S -диаграмме.
13. Изменение работоспособности водяного пара при дросселировании.

Задача

Определить скорость и степень сухости водяного пара в выходном сечении, а также отношение расходов пара для двух сопел Лавалья:

1) пар на входе в сопло имеет параметры $p_1 = 5$ МПа и $t_1 = 510$ °С, а в выходном сечении сопла давление пара $p_2 = 0,1$ МПа;

2) перед поступлением в сопло пар дросселируется от заданного выше давления p_1 до давления $p_{1\partial} = 2$ МПа, а затем в сопле расширяется до давления $p_2 = 0,1$ МПа.

Решение

1) Определим располагаемое отношение давлений $\beta_{расп}$:

$$\beta_{расп} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{0,1}{5} = 0,02 < \beta_{кр} = 0,55.$$

Давление в критическом сечении сопла Лавалья:

$$p_{кр} = \beta_{кр} p_1 = 0,55 \cdot 5 = 2,75 \text{ МПа.}$$

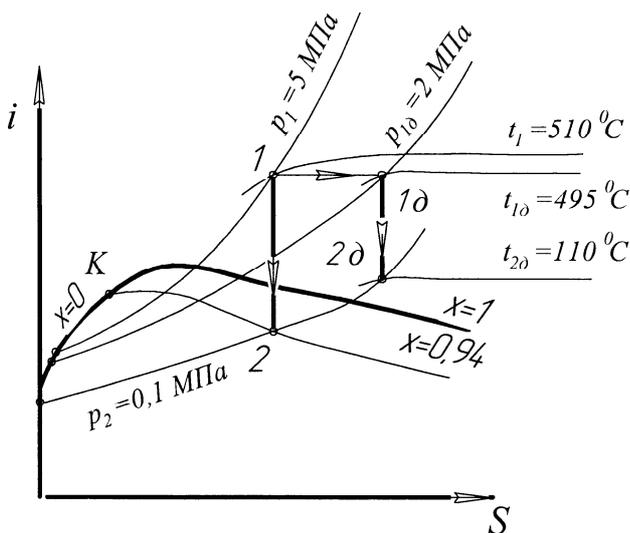


Рис. 39. К задаче 1

По i, S -диаграмме (рис. 39) параметры водяного пара в состоянии 1 при $p_1 = 5$ МПа и $t_1 = 510$ °С:

$$i_1 = 3475 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \quad v_1 = 0,07 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}},$$

$$S_1 = 7,1 \frac{\text{кДж}}{\text{кгК}}.$$

Критическая скорость:

$$\omega_{кр} = 44,72 \sqrt{i_1 - i_{кр1}}.$$

Значения $i_{кр1} = 3265 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ —

удельной энтальпии в критической точке и $v_{кр1} = 0,11 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$ — критического

объема определяем на пересечении $S_2 = 7,1 \frac{\text{кДж}}{\text{кгК}}$ и

$p_{кр} = 2,75$ МПа, $\omega_{кр} = 44,72 \sqrt{3475 - 3265} = 648,1 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ (рис. 39).

По i, S -диаграмме параметры водяного пара в состоянии 2 при $p_2 = 0,1$ МПа и $S_1 = S_2 = 7,1 \frac{\text{кДж}}{\text{кгК}}$:

$$i_2 = 2550 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \quad v_2 = 1,6 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}, \quad t_2 = 100 \text{ °С}, \quad x_2 = 0,94.$$

Скорость пара в выходном сечении сопла при $i_2 = 2550 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$:

$$\omega_2 = 44,72\sqrt{i_1 - i_2}, \quad \omega_2 = 44,72\sqrt{3475 - 2550} = 1360,1 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

2) Параметры пара в точке 1: $i_1 = 3475 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, $v_1 = 0,07 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$, $S_1 = 7,1 \frac{\text{кДж}}{\text{кгК}}$.

По i, S -диаграмме параметры водяного пара в состоянии 1 δ при $p_{1\delta} = 2 \text{ МПа}$ и $i_1 = i_{1\delta} = 3475 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$:

$$S_{1\delta} = 7,43 \frac{\text{кДж}}{\text{кгК}}, \quad v_{1\delta} = 1,175 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}, \quad t_{1\delta} = 495 \text{ }^\circ\text{С}.$$

В процессе дросселирования $i_1 = i_{1\delta} = 3475 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, критическое давление

$p_{\text{кр}\delta} = \beta_{\text{кр}} \cdot p_{1\delta} = 0,55 \cdot 2 = 1,1 \text{ МПа}$, значения $i_{\text{кр}2\delta} = 3270 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$; $v_{2\delta} = 0,28 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$ оп-

ределяем на пересечении $S_{2\delta} = 7,43 \frac{\text{кДж}}{\text{кгК}}$ и $p_{\text{кр}\delta} = 1,1 \text{ МПа}$.

Критическая скорость:

$$\omega_{\text{кр}\delta} = 44,72\sqrt{i_{1\delta} - i_{\text{кр}2\delta}}, \quad \omega_{\text{кр}\delta} = 44,72\sqrt{3475 - 3280} = 624,5 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

По i, S -диаграмме параметры водяного пара в состоянии 2 δ при $p_2 = 0,1 \text{ МПа}$ и $S_{1\delta} = S_{2\delta} = 7,43 \frac{\text{кДж}}{\text{кгК}}$:

$$i_{2\delta} = 2710 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \quad v_{2\delta} = 1,8 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}, \quad t_{2\delta} = 110 \text{ }^\circ\text{С}.$$

Скорость пара в выходном сечении сопла при $i_{2\delta} = 2710 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$:

$$\omega_{2\delta} = 44,72\sqrt{i_1 - i_{2\delta}}, \quad \omega_{2\delta} = 44,72\sqrt{3475 - 2710} = 1236,9 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

3) По условию задачи сопла имеют одинаковую площадь критического сечения f_{min} , тогда отношение расходов пара для двух сопел Лаваля:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{f_{\text{min}} \frac{\omega_{\text{кр}1}}{v_{\text{кр}1}}}{f_{\text{min}} \frac{\omega_{\text{кр}2\delta}}{v_{\text{кр}2\delta}}} = \frac{f_{\text{min}} \frac{648,1}{0,11}}{f_{\text{min}} \frac{624,5}{0,28}} = 2,64.$$

13. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

13.1. Параметры состояния влажного воздуха

В некоторых важных для инженерной практики случаях использования воздуха, таких, как сушка, кондиционирование, создание условий для длительного хранения самых разнообразных изделий и т. д., необходимо обязательно учитывать наличие водяного пара в составе воздуха. В этих случаях воздух рассматривается как смесь двух идеальных газов: сухого воздуха и водяного пара и называется *влажным воздухом*. То обстоятельство, что «сухой воздух» сам является смесью O_2 , N_2 , CO_2 и других компонентов, не принимается во внимание, так как в упомянутых примерах в воздухе изменяется лишь содержание водяного пара, а содержание компонентов сухого воздуха остается неизменным.

Процессы во влажном воздухе протекают при давлениях близких к атмосферному и парциальное давление водяного пара настолько мало, что водяной пар с большой точностью следует уравнению состоянию идеального газа даже вблизи состояния насыщения. Согласно закону Дальтона:

$$P = P_{c.v} + P_p,$$

где P – абсолютное давление влажного воздуха, Па; $P_{c.v}$ – парциальное давление сухого воздуха, Па; P_p – парциальное давление пара, Па.

Масса пара, содержащегося в 1 м^3 смеси его с воздухом, называется абсолютной влажностью воздуха (ρ_p). *Абсолютная влажность* – это плотность пара при его парциальном давлении и температуре воздуха.

При заданной температуре парциальное давление пара может быть меньше или равно давлению насыщения P_n . При $P_p < P_n$ пар перегретый, при $P_p = P_n$ пар становится сухим насыщенным и имеет максимальную плотность ρ_{max} , возможную при заданной температуре. В этом состоят принципиальные отличия влажного воздуха от других газовых смесей, в которых доля каждого из компонентов может произвольно меняться в пределах от 0 до 1. Влажный воздух, для которого $P_p = P_n$, называется *насыщенным*, а влажный воздух при $P_p < P_n$ – *ненасыщенным*.

Отношение абсолютной влажности ρ_p к максимально возможной абсолютной влажности ρ_{max} при заданной температуре называется *относительной влажностью* (φ):

$$\varphi = \frac{\rho_p}{\rho_{max}},$$

которую обычно выражают в процентах, $\varphi = \frac{\rho_p}{\rho_{max}} \cdot 100 \%$.

Масса водяного пара (в кг), содержащегося во влажном воздухе и приходящегося на 1 кг абсолютно сухого воздуха, называется *влажностью воздуха*:

$$d = \frac{m_p}{m_{c.v}} = \frac{\rho_p}{\rho_{c.v}},$$

где $m_{\text{п}}$ и $m_{\text{с.в}}$ – масса водяного пара и масса абсолютно сухого воздуха в данном объеме влажного воздуха, кг; $\rho_{\text{с.в}}$ – плотность абсолютно сухого воздуха, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Для того чтобы установить связь между влагосодержанием d и относительной влажностью φ , воспользуемся уравнением состояния идеальных газов.

$$\text{Для водяного пара } \rho_{\text{п}} = \frac{P_{\text{п}} M_{\text{п}}}{R_{\mu} T}.$$

$$\text{Для абсолютно сухого воздуха } \rho_{\text{с.в}} = \frac{P_{\text{с.в}} M_{\text{с.в}}}{R_{\mu} T},$$

где $P_{\text{п}}$ – парциальное давление водяного пара, Па; $M_{\text{п}}$ – молярная масса водяного пара, равная 18 кг/кмоль; R_{μ} – универсальная газовая постоянная, равная $8,314 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$; T – абсолютная температура, К; $P_{\text{с.в}}$ – парциальное давление абсолютно сухого воздуха, Па; $M_{\text{с.в}}$ – молярная масса абсолютно сухого воздуха, равная $29 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$.

$$\text{Разделим уравнение } \rho_{\text{п}} = \frac{P_{\text{п}} M_{\text{п}}}{R_{\mu} T} \text{ на уравнение } \rho_{\text{с.в}} = \frac{P_{\text{с.в}} M_{\text{с.в}}}{R_{\mu} T}.$$

$$\text{Тогда } d = \frac{M_{\text{п}}}{M_{\text{с.в}}} \cdot \frac{P_{\text{п}}}{P_{\text{с.в}}}.$$

Подставляя численные значения молярных масс $M_{\text{п}}$ и $M_{\text{с.в}}$, а также используя уравнение Дальтона в виде $P_{\text{с.в}} = \Pi - P_{\text{п}} = \Pi - \varphi P_{\text{н}}$, получим

$$d = \frac{18}{29} \cdot \frac{\varphi P_{\text{н}}}{\Pi - \varphi P_{\text{н}}} = 0,622 \cdot \frac{\varphi P_{\text{н}}}{\Pi - \varphi P_{\text{н}}}.$$

Если влажный воздух охлаждать при постоянном давлении, то по достижении температуры насыщения, определенной по давлению $P_{\text{п}}$, пар из влажного воздуха начнет конденсироваться. Это температура называется *температурой точки росы* ($t_{\text{т.р}}$). По температуре точки росы можно точнее всего определить содержание пара в воздухе.

Для сушильной практики большое значение имеет понятие о теоретическом процессе адиабатического испарения в системе «поверхность испарения – воздух». В этом процессе воздух только испаряет, а не нагревает влагу. Непосредственно над поверхностью испарения воды (а в равной степени и над поверхностью влажного материала в начальный период сушки) образуется слой насыщенного пара ($\varphi = 100\%$), находящегося в равновесии с водой. Температура влаги при этом имеет постоянное значение и называется *температурой мокрого термометра* $t_{\text{м}}$.

Прибор, позволяющий определить относительную влажность и влагосодержание влажного воздуха, называется *психрометром*. Он состоит из двух термометров – сухого и мокрого. Шарик ртути мокрого термометра покрыт

слоем ткани, смоченной водой. Если влажный воздух, окружающий термометры, будет ненасыщенным, то с поверхности материи мокрого термометра будет испаряться вода и он покажет более низкую температуру, чем сухой термометр t_c . Зная разность $t_c - t_m$, по специальным психрометрическим таблицам или по i, d -диаграмме влажного воздуха, которая будет рассмотрена ниже, можно определить ряд характеристик влажного воздуха (относительную влажность, влагосодержание, точку росы и др.).

Удельная энтальпия i (теплосодержание) влажного воздуха относится к 1 кг абсолютно сухого воздуха и определяется при данной температуре воздуха как сумма удельных энтальпий абсолютно сухого воздуха $i_{c.в}$ и водяного пара $i_{п}$

$$i = i_{c.в} + i_{п} d,$$

где $i_{c.в} = c_{c.в} t$; $i_{п} = c_{п} t$; здесь $c_{c.в}$ – удельная изобарная теплоемкость сухого воздуха $\left(1 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}\right)$; $c_{п}$ – удельная изобарная теплоемкость водяного пара $\left(2 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}\right)$.

Удельную энтальпию водяного пара можно рассчитать по уравнению $i_{п} = r_0 + c_{п} t$, где $r_0 = 2500 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ – удельная теплота фазового превращения при 0°C . Тогда $I = c_{c.в} t + d(r_0 + c_{п} t) = (c_{c.в} + d c_{п})t + d r_0$.

Подставив все значения в данное уравнение, получим уравнение удельной энтальпии:

$$i = (1 + 2d)t + 2500d \frac{\text{кДж}}{\text{кг сухого воздуха}}.$$

Отсюда следует, что удельная энтальпия является функцией влагосодержания d и температуры t .

13.2. Диаграмма состояния влажного атмосферного воздуха

Характеристики влажного воздуха можно с точностью, достаточной для инженерных расчетов, определять по i, d -диаграмме, предложенной в 1918 г. Л. К. Рамзиным, рис. 40.

Диаграмма построена для давления $\Pi = 745$ мм рт. ст., которое можно считать среднегодовым для центральных районов России. Угол между координатными осями равен 135° . Для удобства расчетов на диаграмме нанесена вспомогательная ось d , проведенная под углом 90° . На диаграмме построены:

- линии постоянного влагосодержания ($d = const$), представляющие собой вертикальные прямые, параллельные оси ординат;
- линии постоянной энтальпии ($I = const$) – прямые, наклонные к оси ординат (под углом 45°);
- линии постоянных температур, или изотермы ($t = const$) – прямые, идущие с некоторым наклоном;
- линии постоянной относительной влажности ($\varphi = const$) – расходящийся пучок кривых.

Контрольные вопросы

1. Что входит в состав влажного воздуха?
2. Что называется абсолютной и относительной влажностью воздуха?
3. Что означает влагосодержание воздуха и как оно вычисляется?
4. Что называется температурой точки росы и температурой мокрого термометра?
5. Для чего служит прибор психрометр и что он позволяет вычислять?
6. Что означает энтальпия влажного воздуха и как она определяется аналитически?

Задача

Вычислить влагосодержание d , энтальпию I влажного воздуха, а также удельный объем воздушно-паровой смеси при температуре $t = 30$ °С, относительной влажности $\varphi = 75$ % и общем давлении $\Pi = 0,0981$ МПа (1 кгс/см²).

Решение

При $t = 30$ °С давление насыщенного водяного пара $P_H = 0,0433$ кг/см² (табл. свойства насыщенного водяного пара в зависимости от температуры).

Влагосодержание воздуха находится по формуле

$$d = \frac{18}{29} \cdot \frac{\varphi P_H}{n - \varphi P_H} = 622 \cdot \frac{\varphi P_H}{\Pi - \varphi P_H};$$
$$d = 0,622 \cdot \frac{0,75 \cdot 0,0433}{1 - 0,75 \cdot 0,0433} = 0,0209 \frac{\text{кг}}{\text{кг сухого воздуха}}.$$

Энтальпия влажного воздуха определяется по формуле $I = (1 + 2d)t + 2500d$.

$$I = (1 + 2 \cdot 0,0209) \cdot 30 + 2500 \cdot 0,0209 = 84,1 \frac{\text{кДж}}{\text{кг сухого воздуха}}.$$

Удельный объем воздушно-паровой смеси $v_{в.п} = \frac{R_v T}{\Pi - \varphi P_H}$,

где $R_v = 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ – удельная газовая постоянная для воздуха.

$$\text{Откуда } v_{в.п} = \frac{287 \cdot (273 + 30)}{(1 - 0,75 \cdot 0,0433) \cdot 9,81 \cdot 10^4} = 0,916 \frac{\text{м}^3}{\text{кг сухого воздуха}}.$$

14. КОМПРЕССОРЫ

Компрессор – машина, предназначенная для сжатия (до давления не ниже 0,2 МПа) и перемещения газов. Компрессоры широко применяются в технике, являясь одним из основных агрегатов в газотурбинных, а также в некоторых поршневых двигателях.

14.1. Классификация компрессорных машин

По принципу создания повышенного давления различают компрессорные машины:

- *объемные* (поршневые, ротационные, пластинчатые, водокольцевые и др.);
- *лопастные* (центробежные, осевые).

Несмотря на различие принципов сжатия газа и их конструктивные отличия, термодинамические принципы их действия аналогичны. Основной характеристикой таких устройств является *степень сжатия* (χ), т. е. отношение давления в линии нагнетания p_k к давлению на линии всасывания p_0 :

$$\chi = \frac{p_k}{p_0}.$$

В зависимости от степени сжатия компрессорные машины делят на четыре основные группы:

- 1) компрессоры, $\chi \geq 3$;
- 2) газодувки, $1,15 \leq \chi \leq 3$;
- 3) вентиляторы, $\chi < 1,15$;
- 4) вакуум-насосы для отсасывания газов при давлении ниже атмосферного.

Компрессорные машины, как правило, более узко специализированы, чем насосы. Сжатие различных газов требует применения различных конструкционных материалов и смазочных масел, поэтому различают компрессорные машины:

- 1) воздушные (пневматические);
- 2) углекислотные;
- 3) аммиачные;
- 4) водородные;
- 5) хлорные;
- 6) гелиевые и др.

14.2. Поршневой компрессор. Индикаторная диаграмма идеального поршневого компрессора

Поршневой компрессор – это компрессорная машина объемного типа. Принцип его работы аналогичен принципу работы поршневого насоса. В конструктивном же отношении поршневой компрессор существенно более сложный агрегат. Помимо основных конструктивных элементов, присущих насосу (поршня, цилиндра, клапана, привода), компрессор снабжен рядом систем:

- газоочистки, предназначенной для очистки всасываемого газа от механических примесей (пыли, капельной влаги и т. п.);
- масл Vlaгoотделения, предназначенной для очистки сжатого газа от капель смазывающего внутреннюю поверхность цилиндра масла и капельной влаги, образующейся при сжатии и последующем охлаждении газа;
- охлаждения, предназначенной для охлаждения нагревающегося при сжатии газа;
- смазки трущихся поверхностей машины.

При конструировании компрессора стремятся достичь полного вытеснения газа из рабочей камеры. Объем газа, остающийся в рабочей камере при положении поршня в мертвой точке, называется *объемом «мертвого» пространства* V_M . Как будет показано в дальнейшем, с увеличением объема «мертвого» пространства уменьшается производительность компрессора.

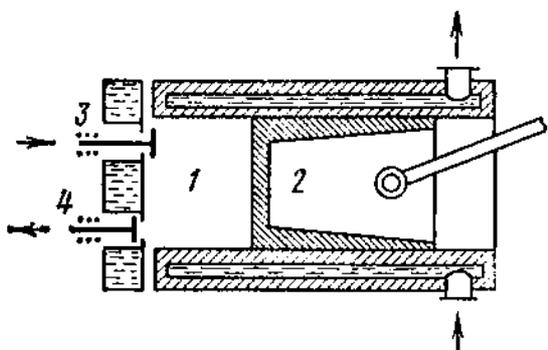


Рис. 41. Поршневой компрессор

Компрессор, рис. 41, состоит из цилиндра 1, поршня 2, всасывающего клапана 3 и нагнетательного клапана 4. Рабочий процесс совершается за два хода поршня или за один оборот коленчатого вала. При движении поршня вправо через открытый всасывающий клапан газ поступает в цилиндр. При обратном движении поршня (влево) всасывающий клапан закрывается и происходит сжатие газа до определенного

давления, при котором открывается нагнетательный клапан и производится нагнетание газа в резервуар.

При теоретическом анализе удобнее рассматривать идеальный компрессор, который обладает следующими нереализуемыми свойствами:

- 1) объем «мертвого» пространства $V_M = 0$;
- 2) клапаны безынерционны, их сопротивление равно нулю;
- 3) отсутствует теплообмен между газом и компрессором;
- 4) отсутствуют утечки газа;
- 5) перекачиваемый газ – идеальный.

Теоретическая индикаторная диаграмма идеального поршневого компрессора показана на рис. 42. На диаграмме:

- линия 4–1 – линия всасывания;
- линия 1–2' – процесс сжатия по изотерме;
- 1–2'' – процесс сжатия по адиабате;
- линия 1–2 – процесс сжатия по политропе;
- линия 2–3 – линия нагнетания;

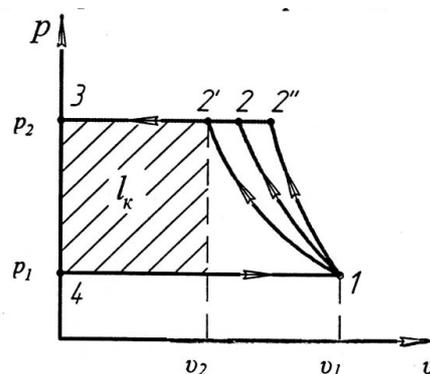


Рис. 42. Теоретическая индикаторная диаграмма работы идеального поршневого компрессора

- линия 3–4 – условная линия, замыкающая цикл. Следует отметить, что линии всасывания 4–1 и нагнетания 2–3 не изображают термодинамические процессы, так как состояние рабочего тела здесь не меняется, а изменяется лишь его количество.

Термодинамический расчет компрессора выполняется с целью определения работы, затрачиваемой на сжатие, что, в свою очередь, дает возможность определить мощность приводного двигателя.

Удельная работа l_k , затрачиваемая на получение сжатого газа при условии обратимости всех процессов и отсутствии приращения кинетической энергии газа, определяется по формуле:

$$l_k = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

где $p_1 v_1$ – работа всасывания (затрачиваемая внешней средой при заполнении цилиндра), $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$; $p_2 v_2$ – работа нагнетания (затрачиваемая на вытеснение газа из цилиндра), $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$; $\int_{v_1}^{v_2} p dv$ – работа, затрачиваемая на сжатие газа, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Так как $p_1 v_1 - p_2 v_2 = \int_2^1 d(pv) = \int_2^1 (p dv - v dp)$, то

$$l_k = \int_1^2 (p dv - v dp + p dv) = - \int_1^2 v dp.$$

Ввиду того, что работа l_k на получение сжатого газа затрачивается, она имеет отрицательный знак. Эта работа называется *технической работой компрессора*. В диаграмме (рис. 42) в p, v -координатах она изображается площадью 12'341 (работа изотермического сжатия).

Работа, затрачиваемая на привод идеального компрессора при изотермическом сжатии, определяется по выражению:

$$l_{\text{из}}^k = -RT \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

При адиабатном сжатии работа на привод компрессора составит:

$$l_{\text{ад}}^k = -\frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

Эта работа численно равна площади 12''341. В то же время работа на привод компрессора при адиабатном сжатии может быть вычислена по формулам:

$$l_{\text{ад}}^k = -(p_2 v_2 - p_1 v_1) - (u_2 - u_1),$$

$$l_{\text{ад}}^k = -(u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) = i_1 - i_2,$$

где $u_2 - u_1 = l_{ад}$ – работа адиабатного сжатия, $\frac{Дж}{кг}$.

В случае сжатия по политропе выражение для определения работы на привод идеального компрессора будет:

$$l_{п}^к = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right].$$

Работа на привод компрессора при политропном сжатии численно равна площади 12341 .

Таким образом, сжатие по изотерме дает наименьшую площадь и, следовательно, наименьшую затрату работы, наибольшую – по адиабате. Для того чтобы процесс сжатия приблизить к изотермическому, необходимо в процессе отводить теплоту. С этой целью в стенках цилиндра компрессора делаются полости, через которые прокачивается охлаждающая жидкость.

14.3. Индикаторная диаграмма реального поршневого компрессора

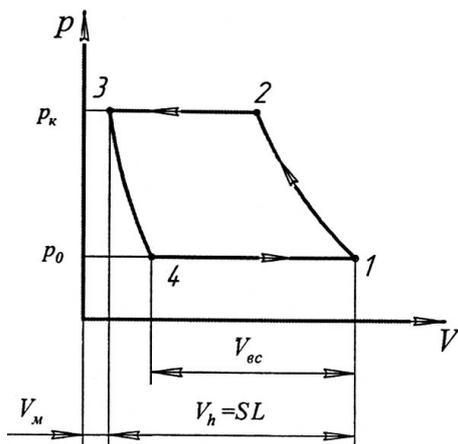


Рис. 43. Индикаторная диаграмма поршневого компрессора при наличии «мертвого» пространства

Индикаторная диаграмма компрессора представлена на рис. 43. На этой диаграмме процесс всасывания изображается линией 4–1, сжатия 1–2, нагнетания 2–3. Линия 3–4 характеризует процесс расширения газа, оставшегося в «мертвом» пространстве. «Мертвым» пространством называется некоторый свободный объем V_m между поршнем и крышкой цилиндра в момент нахождения поршня в крайнем левом положении. Его объем составляет 4–10 % от рабочего объема цилиндра V_h .

Влияние «мертвого» пространства

При наличии в компрессоре «мертвого» пространства $V_m = V_3$, где V_3 – объем в точке 3, рис. 43, в рабочей камере после завершения нагнетания остается объем V_m газа давлением $p_3 = p_2$. При движении поршня вправо только после снижения давления в рабочей камере до $p_4 = p_1$ открывается всасывающий клапан, т. е. процесс всасывания газа начинается лишь в точке 4, и всасываемый объем составляет $V_{вс} = V_1 - V_4$, объем которого меньше рабочего объема V_h . «Мертвое» пространство уменьшает количество всасываемого газа и, следовательно, снижает производительность компрессора.

Для расчета производительности реального поршневого компрессора принята зависимость:

$$V_m = V_T \lambda,$$

где $V_T = S L n$ – производительность теоретического или идеального компрессора; S – площадь поперечного сечения цилиндра; L – ход поршня; n – число двойных ходов в единицу времени; λ – коэффициент подачи. При наличии «мертвого» пространства производительность машины составит:

$$V = V_{\text{вс}} n = S L n \frac{V_{\text{вс}}}{S L} = V_T \lambda_{\text{вс}},$$

где $\lambda_{\text{вс}} = \frac{V_{\text{вс}}}{S L}$ – коэффициент всасывания, характеризующий снижение производительности из-за «мертвого» пространства.

Если процесс расширения газа на линии 3–4 политропный, а показатель политропы расширения n_p , то параметры газа в точках 3 и 4 можно связать уравнениями:

$$p_3 V_3^{n_p} = p_4 V_4^{n_p} \text{ или } p_2 V_M^{n_p} = p_1 (V_M + S L - V_{\text{вс}})^{n_p}.$$

Из этих равенств следует:

$$V_{\text{вс}} = S L - V_M \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n_p}} - 1 \right] \text{ и } \lambda_{\text{вс}} = \frac{V_{\text{вс}}}{S L} = 1 - \varepsilon \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n_p}} - 1 \right],$$

где $\varepsilon = \frac{V_M}{S L}$ – коэффициент «мертвого» пространства.

Влияние сопротивления клапанов и теплообмена между газом и компрессором (при $V_M = 0$)

Из-за наличия сопротивления при всасывании газа давление в рабочей камере $p < p_0$, а при нагнетании $p > p_k$, рис. 44.

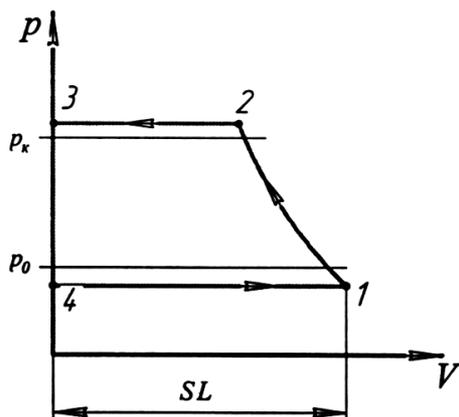


Рис. 44. Индикаторная диаграмма поршневого компрессора при наличии сопротивления клапанов

Контакт всасываемого газа с нагретыми деталями машины и смешение его с газом «мертвого» пространства приводит к повышению температуры всасываемого газа. В момент окончания всасывания (в т. 1) газ имеет параметры $p_1 < p_0$ и $T_1 > T_0$. Приведем всасываемый объем ($S L$) к начальным параметрам. Для этого воспользуемся уравнением:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_0 V_0}{T_0}, \text{ где } V_1 = S L.$$

$$\text{Получим } V_0 = S L \frac{T_0}{T_1} \frac{p_1}{p_0}.$$

Формула для расчета производительности примет вид

$$V = V_0 n = S L n \lambda_{\Gamma} \lambda_p p,$$

где $\lambda_{\Gamma} = \frac{T_0}{T_1}$ – коэффициент подачи, учитывающий влияние подогрева газа на производительность; $\lambda_p = \frac{p_1}{p_0}$ – коэффициент подачи, учитывающий влияние сопротивления всасывающего клапана на производительность компрессора.

Учет прямых утечек газа в компрессоре

Учет прямых утечек газа в компрессоре ведется с помощью *коэффициента герметичности* λ_{Γ} , который является аналогом объемного КПД насосов. Если сжимается влажный газ, то после его сжатия и охлаждения часть водяных паров сконденсируется, что приведет к дополнительному снижению объема сжатого газа. Для учета этого фактора и вводится коэффициент λ_{Γ} .

Для политропного процесса компрессора коэффициент герметичности λ_{Γ} определяется выражением

$$\lambda_{\Gamma} = 1 - \varepsilon \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right].$$

Как следует из данного выражения, коэффициент герметичности уменьшается с увеличением степени сжатия и при некотором ее значении может стать равным нулю. Степень сжатия $\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\lambda_{\Gamma}} = 0$, при которой $\lambda_{\Gamma} = 0$, называется

пределом сжатия. При предельном значении степени сжатия газ, находящийся в «мертвом» пространстве, расширяясь, занимает весь объем цилиндра. Всасывание газа в цилиндр прекращается, и производительность компрессора становится равной нулю.

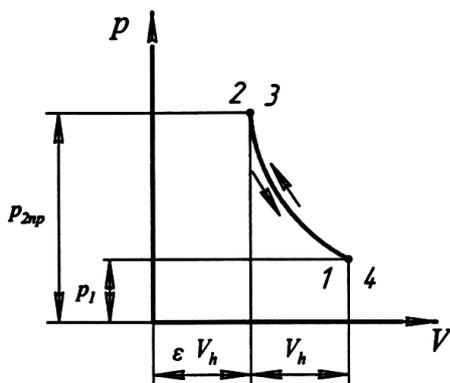


Рис. 45. Индикаторная диаграмма компрессора при пределе сжатия

На индикаторной диаграмме, рис. 45, линии сжатия и расширения сливаются в одну линию; площадь индикаторной диаграммы и, следовательно, индикаторная мощность при пределе сжатия равны нулю. Предел сжатия при политропном расширении газа в «мертвом» пространстве может быть определен при условии $\lambda_{\Gamma} = 0$ из уравнения:

$$\lambda_{\Gamma} = 1 - \varepsilon \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right].$$

$$1 - \varepsilon \left[\left(\frac{p_{2\text{пр}}}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right] = 0; \quad \left(\frac{p_{2\text{пр}}}{p_1} \right)_{\lambda_{\Gamma}=0} = \left(\frac{1}{\varepsilon} + 1 \right)^n.$$

В действительности в качестве предельной принимают значительно меньшую степень сжатия. При этом считают, что компрессоры, имеющие коэффициент герметичности менее 0,7 ($\lambda_{\Gamma} < 0,7$), практически невыгодны. Соответствующий этому объемный предел степени сжатия $\left(\frac{p_{2\text{пр}}}{p_1} \right)$ из уравнения

$$1 - \varepsilon \left[\left(\frac{p_{2\text{пр}}}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right] = 0,7$$

$$\left(\frac{p_{2\text{пр}}}{p_1} \right)_{\lambda_{\Gamma}=0} = \left(\frac{0,3}{\varepsilon} + 1 \right)^n.$$

Следовательно, для расчета коэффициента подачи можно воспользоваться зависимостью $\lambda = \lambda_{\text{вс}} \lambda_{\text{T}} \lambda_{\text{p}} \lambda_{\Gamma} \lambda_{\phi}$.

В реальном компрессоре процесс сжатия газа всегда происходит при наличии теплообмена со стенками рабочей камеры. При этом начало процесса сжатия, когда температура газа еще ниже температуры стенок машины, сопровождается подводом теплоты к газу и характеризуется показателем политропы $n > k$. Окончание процесса сжатия сопровождается отводом теплоты от газа, так как компрессорная машина в целом охлаждается окружающей средой и ее температура вблизи точки 4 уже ниже температуры газа и $n > k$. Таким образом, процесс сжатия протекает с переменным показателем политропы. Среднее же значение показателя $n_{\text{ср}} < k$.

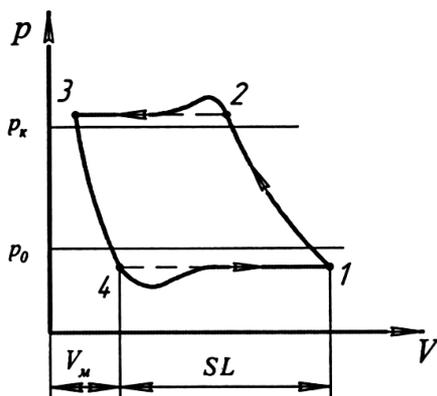


Рис. 46. Индикаторная диаграмма реального поршневого компрессора

Окончательный вид индикаторной диаграммы приведен на рис. 46. Всплески давления вблизи точек 2 и 4 связаны с инерционностью клапанов, с запаздыванием их открытия.

Следующим ограничением, обуславливающим сравнительно небольшие степени сжатия в одноступенчатых компрессорах, является температура газа после сжатия, которая не должна быть выше 150–160 °С.

При более высоких температурах начинается выделение летучих веществ, которые, соединяясь со сжимаемым газом, могут образовывать взрывоопасные смеси.

14.4. Определение количества теплоты, отведенной от газа при различных процессах сжатия

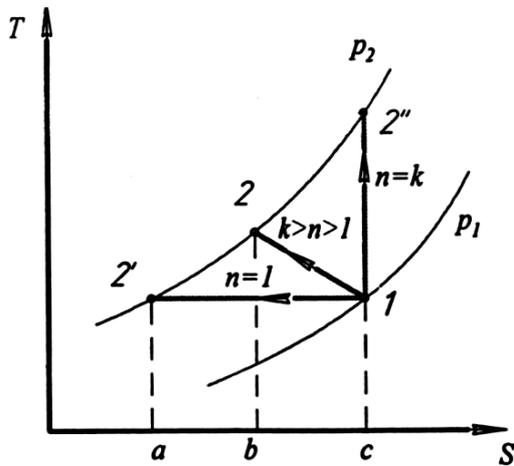


Рис. 47. Процессы сжатия газа в компрессоре

Изобразим процессы сжатия в T, S -диаграмме, рис. 47. Количество отнимаемой от 1 кг газа теплоты при изотермическом сжатии ($n=1$) эквивалентно площади $a2'lс$. Отводимая теплота в политропном процессе ($1 < n < k$) эквивалентна площади $b2lс$. Из сопоставления следует, что в изотермическом процессе отводится больше теплоты. При адиабатном сжатии теплота не отводится.

В случае изотермического сжатия

$$q_{\text{из}} = l_{\text{из}} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad \text{или} \quad q_{\text{из}} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

С учетом массовой производительности G отводимая теплота составит $Q_{\text{из}} = GRT \ln \frac{p_1}{p_2} = G p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}$. Поскольку $GRT = p_1 V_1$, имеем

$$Q_{\text{из}} = p_1 V_1 \ln \frac{p_1}{p_2},$$

где V_1 – объемный расход газа, м^3 .

В случае политропного сжатия $q_n = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1)$. Учитывая, что в по-

литропном процессе $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}$ и после подстановки в последнее уравнение

и некоторых преобразований получаем $q_n = c_v \frac{n-k}{n-1} T_1 \left(\chi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right)$.

С учетом производительности

$$Q_n = c_v \frac{n-k}{n-1} G T_1 \left(\chi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right) \quad \text{или} \quad Q_n = c_v \frac{n-k}{n-1} \frac{p_1 V_1}{R} \left(\chi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right).$$

Осуществить изотермическое сжатие в реальном компрессоре нельзя из-за ограниченных возможностей теплопередачи от сжимаемого в цилиндре газа к охладителю. Наиболее эффективно водяное охлаждение, когда вода пропускается через водяную рубашку цилиндра компрессора. Но и при водяном охлаждении показатель политропы сжатия воздуха $n = 1,25$.

Применяется также воздушное охлаждение. Воздухом обдувается наружная поверхность цилиндра, площадь которой увеличивается оребрением. При воздушном охлаждении сжатие идет по политропе с показателем n , близким к показателю адиабаты k . Воздушным охлаждением отводится в основном теплота, выделяемая вследствие трения подвижных частей компрессора. При неизотермическом сжатии температура газа возрастает, что приводит к нагреванию поршня и цилиндра. Разогрев трущихся деталей ограничен максимально допустимой температурой работы системы смазки.

Как отмечалось ранее, наличие в реальных компрессорах «мертвого» пространства влияет на производительность тем больше, чем выше степень повышения давления. Таким образом, степень повышения давления газа в одноступенчатом компрессоре ограничена по условиям теплового режима работы и необходимостью уменьшения уровня влияния «мертвого» пространства.

Для сжатия газов до необходимого на практике высокого давления применяются многоступенчатые компрессоры.

14.5. Мощность привода и КПД компрессора

В энергетике под КПД (коэффициентом полезного действия) понимают отношение полезно использованной энергии ко всей затраченной. И чем выше процент полезно использованной энергии из всего ее затраченного количества, тем выше КПД. Но в случае компрессорных машин такое определение КПД оказывается неприемлемым. Поэтому для оценки степени совершенства реальных компрессорных машин их сравнивают с идеальными. При этом для охлаждаемых компрессоров вводится *термический КПД*:

$$\eta_{\text{из}} = \frac{l_{\text{из}}}{l_{\text{д}}} = \frac{N_{\text{из}}}{N_{\text{д}}},$$

где $l_{\text{из}}$ – работа на привод идеального компрессора при изотермическом сжатии; $l_{\text{д}}$ – работа на привод реального охлаждаемого компрессора; $N_{\text{из}}$, $N_{\text{д}}$ – соответствующие мощности приводов двигателей, $N_{\text{из}} = l_{\text{из}} G$, $N_{\text{д}} = l_{\text{д}} G$.

При расходе газа G затраченная работа определяется по формуле (работа сжатия принимается положительной): $L_{\text{из}} = G l_{\text{из}} = G R T_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$, отсюда мощ-

ность приводного двигателя $N_{\text{из}} = L_{\text{из}} = G l_{\text{из}} = G R T_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$.

Для неохлаждаемых машин вводится *адиабатический КПД*:

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{l_{\text{ад}}}{l_{\text{д}}} = \frac{N_{\text{ад}}}{N_{\text{д}}},$$

где $l_{\text{ад}}$ – работа на привод идеального компрессора при адиабатическом сжатии.

Значения $\eta_{\text{из}}$ и $\eta_{\text{ад}}$ для различных типов компрессоров определяются из заводских испытаний и приводятся в справочниках.

Мощность двигателя привода компрессора при изотермическом сжатии:

$$N_{\text{д}} = \frac{N_{\text{из}}}{\eta_{\text{из}}} = \frac{Gl_{\text{из}}}{\eta_{\text{из}}}.$$

Адиабатный и изотермический процессы сжатия могут рассматриваться лишь как теоретические. В реальном компрессоре сжатие происходит по политропе. Формула для определения эффективной мощности в политропном процессе с учетом потерь на трение, влияния «мертвого» пространства, а также уменьшения подачи из-за нагрева имеет вид

$$N_{\text{эф}} = \frac{Gl_{\text{п}}}{\eta_{\text{п}} \eta_{\text{м}} \eta_{\text{мТ}}},$$

где $l_{\text{п}}$ – работа на привод компрессора при политропном сжатии; $\eta_{\text{п}}$ – КПД компрессора при политропном сжатии; $\eta_{\text{м}}$ – механический КПД, учитывающий потери на трение; $\eta_{\text{мТ}}$ – КПД компрессора, учитывающий влияние «мертвого» пространства и подогрева газа.

Работа определяется по формуле: $l_{\text{п}}^{\text{к}} = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$, где показатель политропы n находится, как правило, по параметрам газа в начале и в конце процесса.

14.6. Многоступенчатое сжатие газа

При одноступенчатом сжатии газа, осуществляемом в одном цилиндре, невозможно достичь высоких степеней сжатия по указанным ранее причинам. Поэтому в одной ступени ограничивают величину степени сжатия $\chi < 5$. При необходимости получения степени сжатия $\chi > 5$ поршневой компрессор выполняют многоступенчатым. Схема многоступенчатого компрессора приведена на рис. 48.

Принцип работы многоступенчатого компрессора состоит в следующем. Через клапан 5 первой ступени происходит всасывание газа. После сжатия газ через холодильник 9 направляется на вторую ступень компрессора. Причем всасывание газа во второй ступени происходит при давлении сжатия первой ступени. Всасывание газа в третьей ступени выполняется через холодильник 20 при давлении сжатия второй ступени. Через нагнетательный клапан третьей ступени осуществляется нагнетание газа через холодильник к потребителю. Диаграмма процессов сжатия в трехступенчатом компрессоре в p, V -координатах представлена на рис. 49.

В случае равенства начальных температур и показателей политропы конечные температуры также будут равны, т. е. $T_2 = T_4 = T_6$. Отсюда следует, что $p_2 = p_3$. Так как $p_2 = p_3$ и $p_4 = p_5$, то $\chi = \sqrt[3]{\frac{p_6}{p_1}}$.

При z -ступенях компрессора: $\chi = \sqrt[z]{\frac{p_k}{p_n}}$, где p_n, p_k — начальное и конечное

давление сжимаемого газа соответственно.

Ступенчатое сжатие с промежуточным охлаждением приближает рабочий процесс компрессора к наиболее экономичному изотермическому сжатию, и чем больше ступеней сжатия, тем больше процесс сжатия будет приближаться к изотермическому. При равенстве температур газа на входе в каждую ступень и равенстве отношений давлений затрата работы на сжатие во всех ступенях будут одинаковыми, т. е. $l_1 = l_2 = l_3$,

$$l_1 = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]; \quad l_2 = -\frac{n}{n-1} RT_3 \left[\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right];$$

$$l_3 = -\frac{n}{n-1} RT_5 \left[\left(\frac{p_6}{p_5} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right], \text{ отсюда } l_k = 3l_1 \text{ или при } z\text{-ступенях } l_k = zl_1.$$

Работа на привод трехступенчатого компрессора при политропном сжатии во всех ступенях в p, V -диаграмме может быть определена площадью фигуры $0123456c0$. Если процесс политропного сжатия до давления p_6 производится в одноступенчатом компрессоре, то затраченная работа будет равна площади фигуры $018c0$. Отсюда экономия работы будет численно равна площади 2345682 .

В реальном многоступенчатом компрессоре с целью уменьшения объема «мертвого» пространства диаметры цилиндров изменяются в сторону уменьшения в геометрической прогрессии.

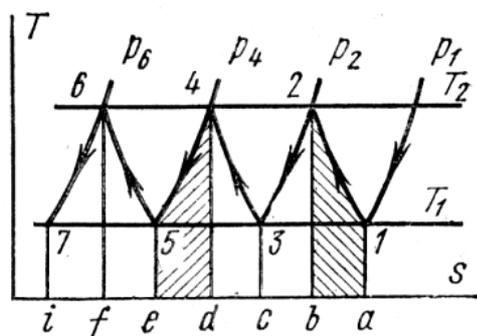


Рис. 50. T, S -диаграмма политропного сжатия газа в трехступенчатом компрессоре

В T, S -диаграмме процессы политропного сжатия изображены на рис. 50 кривыми 1–2, 3–4 и 5–6, а процессы охлаждения в охладителях — линиями 2–3, 4–5 и 6–7. Площади $a12b$, $c34d$ и $e56f$ равны между собой вследствие равенства температур. Это показывает, что во всех цилиндрах от газа при его сжатии отводится одно и то же количество теплоты.

Площади $b23c$, $d45e$ и $f67i$ также равны между собой, а из этого следует, что в охладителях при изобарном процессе охлаждения отводится одно и то же количество теплоты.

Контрольные вопросы

1. Какая существует классификация компрессорных машин?
2. Что такое идеальный поршневой компрессор, какова его индикаторная диаграмма и как рассчитывается его работа?
3. Как выглядит действительная индикаторная диаграмма компрессора при наличии «мертвого» пространства?
4. Как выглядит индикаторная диаграмма компрессора при наличии сопротивления клапанов?
5. Как определяется производительность реального компрессора с учетом коэффициента подачи?
6. Что такое предел сжатия и для чего он служит?
7. Как изображается индикаторная диаграмма реального компрессора с учетом всех потерь?
8. Как вычисляется количество отводимой теплоты при различных процессах сжатия?
9. Какими выражениями определяется мощность на привод одноступенчатого компрессора?
10. Каковы основные причины необходимости применения многоступенчатого сжатия?
11. Как выглядит принципиальная схема и индикаторная диаграмма многоступенчатого компрессора в p, V -диаграмме?
12. С помощью каких выражений вычисляется работа на привод при многоступенчатом сжатии?

Задачи

Задача 1. Компрессор всасывает $100 \frac{\text{м}^3}{\text{ч}}$ воздуха при давлении $p_1 = 0,1$ МПа и температуре $t_1 = 27$ °С. Конечное давление воздуха составляет $p_2 = 0,8$ МПа. Найти теоретическую мощность двигателя для привода компрессора и расход охлаждающей воды, если температура ее повышается на 13 °С. Расчет произвести для изотермического, адиабатного и политропного сжатия. Показатель политропы принять равным $n = 1,2$, а удельная теплоемкость воды $c = 4190 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Решение

Изотермическое сжатие

$$\text{Работа компрессора: } L_{\text{из}} = -p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = -0,1 \cdot 10^6 \frac{100}{3600} \ln \frac{0,8 \cdot 10^6}{0,1 \cdot 10^6} = -5,8 \text{ кВт} \cdot \text{ч}.$$

$$\text{Теоретическая мощность двигателя: } N_{\text{из}} = L_{\text{из}} = 5,8 \text{ кВт}.$$

Теплоту, отводимую с охлаждающей водой, находим из уравнения теплового баланса: $Q_{\text{из}} = L_{\text{из}} = 5,8 \text{ кВт} \cdot \text{ч}$. Следовательно, расход охлаждающей воды

$$G = \frac{Q_{\text{из}}}{\Delta t \cdot c_p} = \frac{5,8 \cdot 10^3}{13 \cdot 4,19} = 0,106 \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

Адиабатное сжатие

Работа компрессора:

$$L_{\text{ад}} = -\frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = -\frac{1,4}{1,4-1} 0,1 \cdot 10^6 \cdot \frac{100}{3600} \left[8^{\frac{1,4-1}{1,4}} - 1 \right] = -7,9 \text{ кВт}\cdot\text{ч}.$$

Теоретическая мощность двигателя: $N_{\text{ад}} = L_{\text{ад}} = 7,9 \text{ кВт}$.

Расход охлаждающей воды не определяется, так как теплота не отводится $Q = 0$ (из названия процесса).

Политропное сжатие

Работа компрессора:

$$L_{\text{п}} = -\frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = -\frac{1,2}{1,2-1} \cdot 0,1 \cdot 10^6 \cdot \frac{100}{3600} \cdot \left[8^{\frac{1,2-1}{1,2}} - 1 \right] = -6,9$$

кВт·ч.

Теоретическая мощность двигателя: $N_{\text{п}} = L_{\text{п}} = 6,9 \text{ кВт}$.

Теплоту, отводимую с охлаждающей водой, находим из уравнения теплового баланса: $Q_{\text{п}} = G c_v T_1 \frac{n-k}{n-1} \left(\chi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right)$, где G – массовый расход воздуха в

компрессоре, $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$: $G = \frac{p_1 V_1}{R T_1}$; R – удельная газовая постоянная воздуха, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$;

$$R = \frac{R_{\mu}}{M_{\epsilon}} = \frac{8314}{29} = 287 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}};$$

$$G = \frac{0,1 \cdot 10^6 \cdot 100}{287 \cdot (273 + 27) \cdot 3600} = 0,032 \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

$$Q_{\text{п}} = -0,032 \cdot 1005 \cdot (273 + 27) \cdot \frac{1,2-1,4}{1,2-1} \cdot \left(8^{\frac{1,2-1}{1,2}} - 1 \right) = 3,99 \text{ кВт}.$$

$$\text{Расход охлаждающей воды: } G_{\text{в}} = \frac{Q_{\text{п}}}{\Delta t \cdot c_p} = \frac{3,99 \cdot 10^3}{13 \cdot 4190} = 0,073 \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

Задача 2. Одноступенчатый компрессор, имеющий коэффициент «мертвого» пространства $\epsilon = 5\%$, сжимает $400 \frac{\text{м}^3}{\text{ч}}$ воздуха при нормальных условиях от давления $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$ и температуры $t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ до давления $p_2 = 0,7 \text{ МПа}$. Сжатие и расширение воздуха совершается по политропе с показателем $n = 1,3$. Определить потребную мощность двигателя для привода компрессора и его объемный КПД (коэффициент всасывания). Эффективный КПД компрессора при политропном сжатии $\eta_{\text{п}} = 0,7$.

Решение

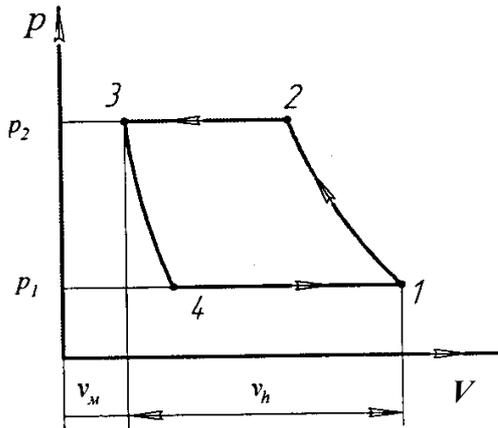


Рис. 51. К задаче 2

Работа компрессора определяется площадью индикаторной диаграммы 1234, рис. 51. Эта площадь может быть определена как разность площадей 1265 и 4365, т. е. как разность работ двух идеальных компрессоров. Следовательно, $l = l_{1265} - l_{4365}$.

$$l = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] =$$

$$= \frac{n}{n-1} p_4 v_4 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right];$$

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

Для 1 м^3 всасываемого воздуха $v_1 - v_4 = 1$ и, следовательно,

$$l = \frac{n}{n-1} p_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right].$$

Полученное выражение совпадает с формулой, определяющей работу компрессора при отсутствии «мертвого» пространства. Объясняется это тем, что сжатый газ, остающийся в «мертвом» пространстве, расширяется до начального давления, компенсируя ту работу, которая была затрачена на его сжатие. Тогда

теоретическая работа компрессора: $l = \frac{1,3}{1,3-1} \cdot 1 \cdot 10^6 \cdot \left[7^{\frac{1,3-1}{1,3}} - 1 \right] = 2,45 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}$.

Потребная мощность двигателя: $N_{\text{эф}} = \frac{V_1 \cdot l}{\eta_{\text{п}}} = \frac{400 \cdot 2,45 \cdot 10^5}{3600 \cdot 0,7} = 39 \text{ кВт}$.

Объемный КПД компрессора: $\lambda_{\text{вс}} = \frac{v_1 - v_4}{v_h}$.

Определим значение величин, входящих в это выражение:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot (273 + 20)}{0,1 \cdot 10^6} = 0,84 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}; \quad v_h = 0,84 - 0,05 \cdot v_h.$$

Следовательно, $v_h = \frac{0,84}{1,05} = 0,8 \frac{\text{М}^3}{\text{КГ}}$; $v_3 = 0,05 \cdot v_h = 0,05 \cdot 0,8 = 0,04 \frac{\text{М}^3}{\text{КГ}}$;

$$v_4 = v_3 \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{1}{n}} = 0,04 \cdot 7^{\frac{1}{1,3}} = 0,179 \frac{\text{М}^3}{\text{КГ}}.$$

Тогда общий КПД компрессора: $\lambda_{\text{вс}} = \frac{0,84 - 0,179}{0,8} = 0,826$.

Объемный КПД компрессора можно также вычислить по формуле:

$$\lambda_{\text{вс}} = 1 - 0,05 \cdot \left(7^{\frac{1}{1,3}} - 1 \right) = 0,827 \text{ (в допустимых пределах ошибки).}$$

Задача 3. Воздух при давлении $p_1 = 0,1$ МПа и температуре $t_1 = 20$ °С должен быть сжат по адиабате до давления $p_2 = 0,7$ МПа. Определить температуру в конце сжатия, теоретическую работу компрессора и величину объемного КПД: а) для одноступенчатого компрессора; б) для двухступенчатого компрессора с промежуточным холодильником, в котором воздух охлаждается до начальной температуры. Относительная величина «мертвого» пространства $\varepsilon = 5$ %.

Решение

а) Одноступенчатое сжатие

Температура в конце сжатия: $T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 293 \cdot 8^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 530 \text{ К} = 257 \text{ }^\circ\text{С}$.

Теоретическая работа компрессора:

$$l_{\text{ад}} = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{1,4}{1,4-1} \cdot 287 \cdot 293 \cdot \left[8^{\frac{1,4-1}{1,4}} - 1 \right] = 238410 \frac{\text{Дж}}{\text{КГ}}.$$

Объемный КПД компрессора:

$$\lambda_{\text{вс}} = 1 - \varepsilon \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} - 1 \right] = 1 - 0,08 \cdot \left[8^{\frac{1}{1,4}} - 1 \right] = 0,73.$$

б) Двухступенчатое сжатие

Степень сжатия в каждой ступени: $\chi = \sqrt{\frac{p_2}{p_1}} = \sqrt{\frac{0,8}{0,1}} = 2,84$.

Температура в конце сжатия: $T_2 = T_1 \chi^{\frac{k-1}{k}} = 293 \cdot 8^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 396 \text{ К} = 123 \text{ }^\circ\text{С}$.

Теоретическая работа двух ступеней компрессора:

$$l_{\text{ад}} = 2 \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = 2 \frac{1,4}{1,4-1} \cdot 287 \cdot 293 \cdot \left[2,84^{\frac{1,4-1}{1,4}} - 1 \right] = 204534 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Объемный КПД компрессора: $\lambda_{\text{вс}} = 1 - 0,08 \cdot \left[2,84^{\frac{1}{1,4}} - 1 \right] = 0,912.$

Полученные результаты приведены в таблице ниже.

Наименование величины	Одноступенчатое сжатие	Двухступенчатое сжатие
Температура в конце сжатия, °С	257	123
Теоретическая затрата работы, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$	238410	204534
Объемный КПД	0,73	0,912

Задача 4. Для двигателя с воспламенением от сжатия необходим трехступенчатый компрессор, подающий $250 \frac{\text{кг}}{\text{ч}}$ воздуха при давлении 8 МПа. Определить теоретическую мощность компрессора. Сжатие считать адиабатным. В начале сжатия $p_1 = 0,095$ МПа и $t_1 = 17$ °С.

Решение

Отношение давлений в каждой ступени: $\chi = \sqrt[3]{\frac{p_{\kappa}}{p_1}} = \sqrt[3]{\frac{8 \cdot 10^6}{0,095 \cdot 10^6}} = 4,38.$

Таким образом, $\frac{p_2}{p_1} = 4,38$ и $\frac{p_4}{p_3} = 4,38$ и, следовательно,

$$p_2 = 4,38 \cdot 0,095 = 0,416 \text{ МПа}, \quad p_4 = 4,38 \cdot 0,416 = 1,82 \text{ МПа}.$$

Затрата работы на каждую ступень компрессора:

$$l_{\text{ад}} = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\chi^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{1,4}{1,4-1} \cdot 287 \cdot 290 \cdot \left[4,38^{\frac{1,4-1}{1,4}} - 1 \right] = 154 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Затрата работы на трехступенчатый компрессор:

$$l_{\kappa} = 3l_{\text{ад}} = 3 \cdot 154 = 462 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Мощность компрессора: $N_{\text{эф}} = \frac{G \cdot l_{\kappa}}{3600} = \frac{250 \cdot 462}{3600} = 32,1 \text{ кВт}.$

15. ЦИКЛЫ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С ГАЗООБРАЗНЫМ РАБОЧИМ ТЕЛОМ

В реальных тепловых машинах превращение теплоты в работу связано с целым комплексом сложных физико-химических, газодинамических и термодинамических процессов, учет которых делает изучение циклов достаточно сложным, основанным в большей мере на результатах экспериментов. Такие циклы тепловых двигателей называются *действительными*. Однако стремление выявить основные закономерности, влияющие на экономичность работы теплоэнергетической установки, оценить совершенство действительных процессов, происходящих в этих установках, вынуждает на первой стадии изучения отбросить все второстепенное с тем, чтобы по возможности полнее отождествить процессы с обратимыми термодинамическими процессами. Для того чтобы получить возможность вместо действительных циклов рассматривать циклы термодинамические, состоящие из обратимых термодинамических процессов, необходимо работу тепловых машин в определенной степени идеализировать. Эта идеализация сводится к тому, что в идеальных термодинамических циклах:

- считается, что процессы протекают во всех своих стадиях с постоянным количеством рабочего тела;
- отбрасывается возможность сгорания топлива, в связи с чем химический состав рабочего тела принимается постоянным при всех стадиях термодинамического цикла. Процесс сгорания при этом заменяется подводом теплоты к рабочему телу от некоторого фиктивного горячего источника теплоты;
- процессы сжатия и расширения рабочего тела принимаются адиабатными;
- удаление отработавшего рабочего тела не учитывается и заменяется отводом теплоты от рабочего тела через стенки цилиндра к так называемому холодному источнику теплоты (холодильнику);
- теплоемкости рабочих тел принимаются не зависящими от температуры;
- рабочим телом является идеальный газ.

Анализ термодинамических циклов различных тепловых двигателей показывает, что все они могут рассматриваться как частные случаи некоторого условного цикла, показанного в p , V - и T , S -диаграммах.

15.1. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания (ДВС)

Французский физик и инженер, один из основоположников термодинамики Сади Карно указал на возможность создания двигателей внутреннего сгорания. Идеи, высказанные им в работе «Размышления о движущей силе огня», в дальнейшем были полностью реализованы. Немецкий инженер Николаус Август Отто осуществил идеи Карно в созданном им в 1877 г. бензиновом двигателе. В 1897 г. немецким инженером Рудольфом Дизелем был разработан двигатель высокого сжатия, который работал на керосине. Распыление керосина осуществлялось воздухом высокого давления, получаемого от

компрессора. В 1904 г. русский инженер Густав Васильевич Тринклер построил компрессорный двигатель со смешанным сгоранием топлива – сначала при постоянном объеме, а затем при постоянном давлении. Такой двигатель получил в настоящее время широкое распространение.

Все современные двигатели внутреннего сгорания подразделяются на три основные группы.

1. Двигатели, в которых используется цикл с подводом тепла при постоянном объеме $v = const$ (цикл Отто).

2. Двигатели, в которых используется цикл с подводом тепла при постоянном давлении $p = const$ (цикл Дизеля).

3. Двигатели, в которых используется смешанный цикл с подводом тепла как при $v = const$, так и при $p = const$ (цикл Тринклера).

При исследовании идеальных термодинамических циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания (ДВС) к числу определяемых величин относятся: количество подведенной и отведенной теплоты, основные параметры состояния рабочего тела в характерных точках цикла, термический КПД цикла.

Основные характеристики любого ДВС:

1) *степень сжатия* – отношение начального удельного объема рабочего тела к его удельному объему в конце сжатия, $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$;

2) *степень повышения давления* – отношение давлений в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты, $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$;

3) *степень предварительного (изобарного) расширения* – отношение объемов в конце и в начале изобарного процесса подвода теплоты, $\varepsilon = \frac{v_3}{v_2}$.

ДВС обладают двумя существенными преимуществами по сравнению с другими типами тепловых машин. *Во-первых*, благодаря тому, что у ДВС горячий источник тепла находится как бы внутри самого двигателя, отпадает необходимость в больших теплообменных поверхностях, через которые осуществляется подвод тепла от горячего источника к рабочему телу. *Во-вторых*, в тех тепловых двигателях, в которых подвод тепла к рабочему телу осуществляется от внешнего горячего источника, верхний предел температуры рабочего тела в цикле ограничивается значением температуры, допустимым для конструктивных материалов.

15.2. Циклы ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме

Изучение работы реального поршневого двигателя целесообразно производить по так называемой *индикаторной диаграмме* (снятой с помощью специального прибора – стробоскопического индикатора МАИ-2). Индикаторная диаграмма двигателя работающего по циклу Отто имеет следующий вид,

рис. 52.

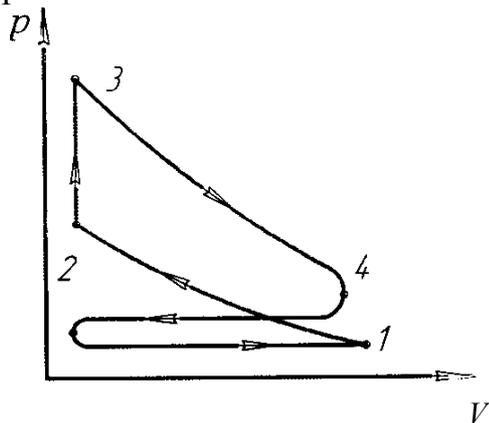


Рис. 52. Индикаторная диаграмма двигателя, работающего со сгоранием топлива при $v = \text{const}$

При движении поршня от верхней мертвой точки к нижней происходит всасывание горючей смеси (линия $0-1$). Эта линия не является термодинамическим процессом, так как основные параметры при всасывании не изменяются, а изменяются только объем смеси в цилиндре, а следовательно, и его масса. Кривая $1-2$ (линия сжатия) изображает процесс сжатия (поршень движется от нижней мертвой точки к верхней). В точке 2 от электрической искры (или электрического разряда) происходит воспламенение горючей смеси (при постоянном объеме), участок $2-3$.

В ходе этого процесса температура и давление резко возрастают. Процесс расширения продуктов сгорания на индикаторной диаграмме изображается кривой $3-4$, называется *линией расширения*. В точке 4 открывается выхлопной клапан и давление в цилиндре уменьшается до давления наружного (атмосферного). При дальнейшем движении поршня (от нижней мертвой точки к верхней) через выхлопной клапан происходит удаление продуктов сгорания из цилиндра при давлении несколько большем давлении окружающей среды. Этот процесс на диаграмме изображается кривой $4-0$ и называется *линией выхлопа*.

В данном двигателе рабочий процесс совершается за четыре хода поршня (такта). Коленчатый вал делает в это время два оборота, в связи с чем рассмотренный двигатель называется четырехтактным. Из анализа работы реального двигателя видно, что рабочий процесс не является замкнутым и в нем присутствуют все признаки необратимых процесса: трение, теплообмен при конечной разности температур, конечные скорости поршни и др.

Так как в термодинамике исследуют идеальные обратимые циклы, то для изучения цикла ДВС примем следующие допущения:

- рабочее тело – идеальный газ с постоянной теплоемкостью;
- количество рабочего тела постоянно;
- между рабочим телом и источником теплоты имеет место бесконечно малая разность температур;
- подвод теплоты к рабочему телу производится не за счет сжигания топлива, а от внешних источников теплоты, то же самое справедливо и для отвода теплоты.

Принятые допущения приводят к изучению идеальных термодинамических циклов ДВС, что позволяет производить сравнение различных двигателей и определять факторы, влияющие на их КПД. Диаграмма, построенная с учетом указанных выше допущений, будет уже не индикаторной диаграммой двигателя, а будет отображать теоретический цикл для четырех- и двухтактных двигателей.

Цикл Отто в p, V - и T, S -диаграммах см. на рис. 53.

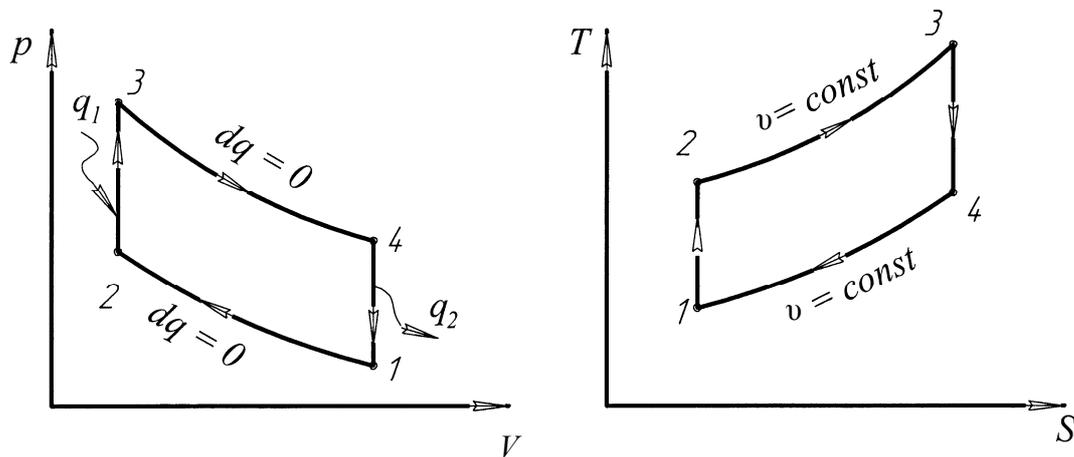


Рис. 53. Цикл двигателя внутреннего сгорания с изохорным подводом теплоты

Идеальный газ с начальными параметрами p_1, v_1, T_1 сжимается по адиабате $1-2$. В изохорном процессе $2-3$ рабочему телу от внешнего источника передается количество теплоты q_1 . В адиабатном процессе $3-4$ рабочее тело расширяется до первоначального объема $v_4 = v_1$. В изохорном процессе $4-1$ рабочее тело возвращается в исходное состояние с отводом теплоты q_2 в теплоприемник.

Характеристиками цикла являются:

$$\text{степень сжатия } \varepsilon = \frac{v_1}{v_2}, \text{ степень повышения давления } \lambda = \frac{p_3}{p_2}.$$

Количество теплоты, подводимой по изохоре $2-3$: $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$.

Количество теплоты, отводимой по изохоре $4-1$: $q_2 = c_v(T_4 - T_1)$.

Подставляя эти выражения в формулу для термического КПД, получим:

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

Найдем параметры рабочего тела во всех характерных точках цикла и выразим значения температур T_2, T_3, T_4 через температуру T_1 и характеристики цикла.

1. Для адиабаты $1-2$:

$$\text{- объем } v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon};$$

$$\text{- давление } p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k;$$

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

2. Для изохоры $2-3$:

$$\text{- объем } v_3 = v_2;$$

$$\text{- давление } p_3 = p_2 \lambda = p_2 \varepsilon^k \lambda;$$

$$\text{- температура } T_3 = T_2 \frac{p_3}{p_2} = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

3. Для адиабаты 3–4:

- объем $v_4 = v_1$;

- давление $p_4 = p_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^k = p_3 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k = \frac{p_3}{\varepsilon^k} = p_1 \lambda$;

- температура $T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = T_1 \lambda$.

Подставив найденные значения температур в формулу для термического КПД, получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \lambda - T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda - T_1 \varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{T_1 (\lambda - 1)}{T_1 \varepsilon^{k-1} (\lambda - 1)}$$

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

Из последнего соотношения следует, что термический КПД увеличивается с возрастанием степени сжатия и показателя адиабаты. Это иллюстрируется графиком на рис. 54. Однако повышение степени сжатия в двигателях данного типа ограничивается возможностью преждевременного самовоспламенения горючей смеси. В зависимости от рода топлива степень сжатия в таких двигателях изменяется $\varepsilon = 4 \div 9$.

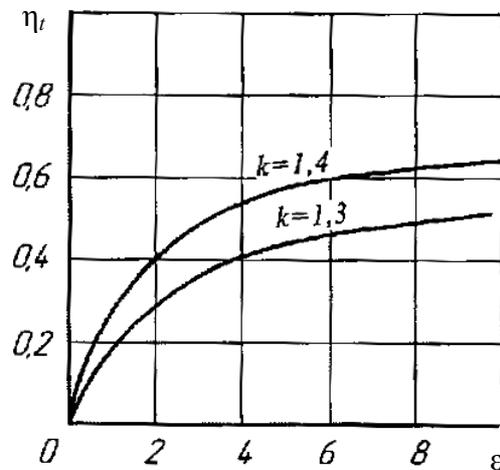


Рис. 54. Зависимость термического КПД цикла с подводом теплоты в изохорном процессе от степени сжатия и показателя адиабаты

Теоретическая работа 1 кг рабочего тела в идеализированном цикле Отто равна разности работ расширения 3–4 и адиабатного сжатия 1–2:

$$l_{ц} = l_{3-4} - l_{1-2} = \frac{1}{k-1} R(T_3 - T_4) - \frac{1}{k-1} R(T_2 - T_1).$$

Подставляя найденные значения температур, получим:

$$l_{ц} = \frac{p_1 v_1}{k-1} (\lambda - 1) (\varepsilon^{k-1} - 1) \text{ или } l_{ц} = c_v (T_3 - T_2) \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right).$$

15.3. Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля)

Двигатели, в основу работы которых положен цикл с подводом теплоты при постоянном давлении (с постепенным сгоранием топлива), имеют ряд преимуществ по сравнению с двигателями, работающими по циклу с подводом теплоты при постоянном объеме. Это связано с тем, что в двигателях с постепенным сгоранием осуществляется раздельное сжатие топлива и воздуха. Поэтому здесь можно достичь значительно более высоких степеней сжатия. Воздух при высоких давлениях имеет настолько высокую температуру, что подаваемое в цилиндр топливо самовоспламеняется без всяких специальных запальных приспособлений. Кроме того, раздельное сжатие воздуха и топлива позволяет использовать любое жидкое топливо – нефть, мазут, смолы и прочее. В двигателях с постепенным сгоранием топлива воздух сжимается в цилиндре, а жидкое топливо распыляется сжатым воздухом от компрессора. Раздельное сжатие позволяет применять высокие степени сжатия (ϵ до 20), исключая преждевременное воспламенение топлива. Постоянство давления при горении топлива обеспечивается соответствующей регулировкой топливной форсунки.

Рассмотрим идеальный цикл двигателя с подводом теплоты при постоянном давлении в p , V - и T, S -диаграммах, рис. 55.

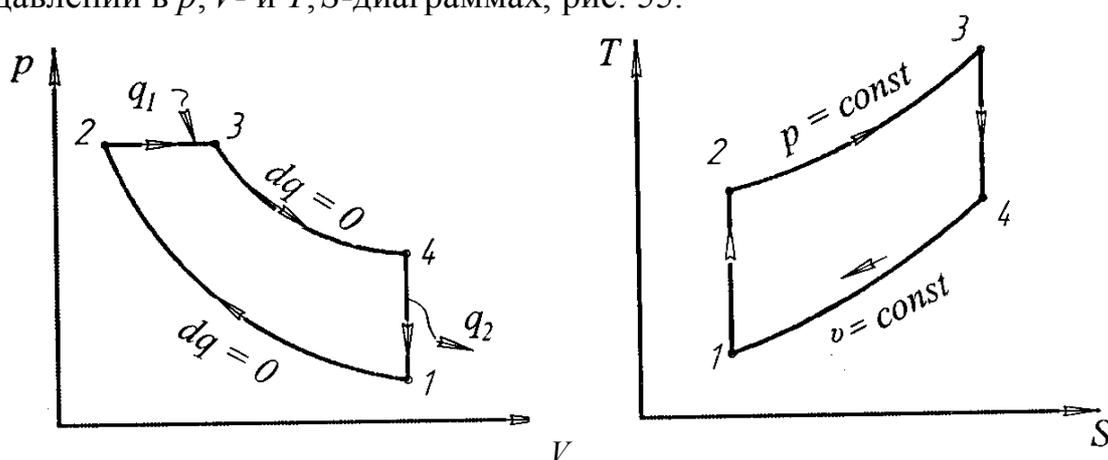


Рис. 55. Цикл двигателя внутреннего сгорания с изобарным подводом теплоты

Газообразное рабочее тело (идеальный газ) с начальными параметрами p_1 , v_1 , T_1 сжимается по адиабате 1–2. В изобарном процессе 2–3 к рабочему телу от внешнего источника подводится количество теплоты q_1 . В адиабатном процессе 3–4 рабочее тело расширяется до первоначального объема $v_4 = v_1$. В изохорном процессе 4–1 рабочее тело возвращается в исходное состояние с отводом теплоты q_2 в теплоприемник.

Характеристиками цикла являются:

$$\text{степень сжатия } \epsilon = \frac{v_1}{v_2}, \text{ степень предварительного расширения } \rho = \frac{v_3}{v_2}.$$

Количество теплоты, подводимой по изобаре 2–3: $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$.

Количество теплоты, отводимой по изохоре 4-1: $q_2 = c_v(T_4 - T_1)$.

Подставляя эти выражения в формулу для термического КПД, получим:

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

Найдем параметры рабочего тела во всех характерных точках цикла и выразим в последнем уравнении значения температур T_2 , T_3 , T_4 через температуру T_1 и характеристики цикла.

1. Для адиабаты 1-2:

- объем $v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon}$;

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

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

2. Для изобары 2-3:

- объем $v_3 = v_2 \rho = \frac{v_1 \rho}{\varepsilon}$;

- давление $p_3 = p_2$;

- температура $T_3 = T_2 \frac{v_3}{v_2} = T_2 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho$.

3. Для адиабаты 3-4:

- объем $v_4 = v_1$;

- давление $p_4 = p_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^k = p_3 \varepsilon^k \left(\frac{v_2 \rho}{v_1} \right)^k = p_1 \rho^k$;

- температура $T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^{k-1}$.

Так как $\frac{\rho}{\varepsilon} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right) / \left(\frac{v_1}{v_2} \right) = \frac{v_3}{v_1}$, то $T_4 = T_3 \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \rho^k$.

Тогда термический КПД: $\eta_t = 1 - \frac{T_1 \rho^k - T_1}{k(T_1 \varepsilon^{k-1} \rho - T_1 \varepsilon^{k-1})} = 1 - \frac{T_1(\rho^k - 1)}{k T_1 \varepsilon^{k-1}(\rho - 1)}$;

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

Отсюда следует, что с увеличением степени сжатия и показателя адиабаты термический КПД увеличивается, а с увеличением степени предварительного расширения – уменьшается.

Теоретическая работа 1 кг рабочего тела в идеализированном цикле Дизеля равна разности работ расширения 2–3 и 3–4 и адиабатного сжатия 1–2:

$$l_{ц} = l_{2-3} + l_{3-4} - l_{1-2}.$$

Подставляя найденные значения температур, получим:

$$l_{ц} = \frac{p_1 v_1}{k-1} (\lambda - 1) (\varepsilon^{k-1} - 1) \text{ или } l_{ц} = c_p (T_3 - T_2) \left[1 - \frac{\rho^k - 1}{k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)} \right].$$

15.4. Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера)

Одним из недостатков двигателей, в которых применяется цикл с подводом теплоты при постоянном давлении, является необходимость использования компрессора, применяемого для подвода топлива. Наличие компрессора усложняет конструкцию и уменьшает экономичность двигателя, так как на его работу затрачивается 6–10 % от общей мощности двигателя. С целью упрощения конструкции и увеличения экономичности двигателя русский инженер Г. В. Тринклер разработал проект бескомпрессионного двигателя высокого сжатия. Этот двигатель лишен недостатков рассмотренных выше двух типов двигателей. Основные его отличия в том, что жидкое топливо с помощью топливного насоса подается через форсунку в головку цилиндра, где оно воспламеняется и горит вначале при постоянном объеме, а затем при постоянном давлении. На рис. 56 представлен идеальный цикл двигателя со смешанным подводом теплоты в p, V - и T, S -диаграммах.

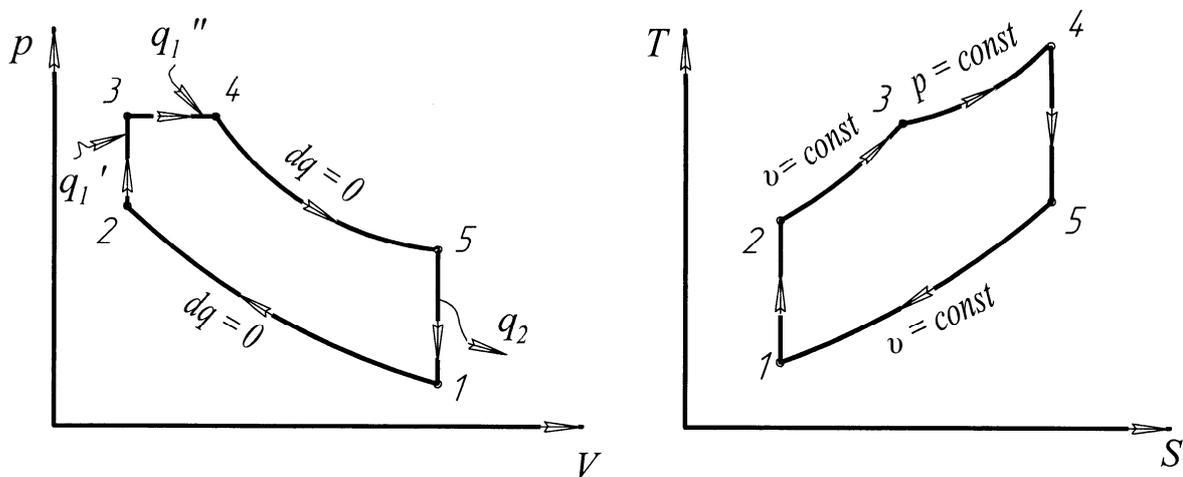


Рис. 56. Цикл двигателя внутреннего сгорания со смешанным подводом теплоты

В адиабатном процессе 1–2 рабочее тело сжимается до параметров точки 2. В изохорном процессе 2–3 к нему подводится первая часть теплоты q_1' , а в изобарном процессе 3–4 – вторая – q_1'' . В процессе 4–5 происходит адиабатное расширение рабочего тела и по изохоре 5–1 оно возвращается в исходное состояние с отводом теплоты q_2' в теплоприемник.

Характеристиками цикла являются:

$$\text{степень сжатия } \varepsilon = \frac{v_1}{v_2}, \text{ степень повышения давления } \lambda = \frac{p_3}{p_2},$$

$$\text{степень предварительного расширения } \rho = \frac{v_3}{v_2}.$$

Количество теплоты, подводимой по изохоре 2–3: $q'_1 = c_v(T_3 - T_2)$.

Количество теплоты, подводимой по изобаре 3–4: $q''_1 = c_p(T_4 - T_3)$.

Количество теплоты, отводимой по изохоре 4–1: $q_2 = c_v(T_5 - T_1)$.

Подставляя эти выражения в формулу для термического КПД, получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q'_1 + q''_1} = 1 - \frac{c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)};$$

$$\eta_t = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)}.$$

Параметры рабочего тела во всех характерных точках цикла.

1. Для адиабаты 1–2:

$$\text{- объем } v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon};$$

$$\text{- давление } p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k;$$

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

2. Для изохоры 2–3:

$$\text{- объем } v_3 = v_2;$$

$$\text{- давление } p_3 = p_2 \lambda = p_2 \varepsilon^k \lambda;$$

$$\text{- температура } T_3 = T_2 \frac{p_3}{p_2} = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

3. Для изобары 3–4:

$$\text{- объем } v_4 = v_3 \rho = \frac{v_1 \rho}{\varepsilon};$$

$$\text{- давление } p_4 = p_3 = p_1 \varepsilon^k \lambda;$$

$$\text{- температура } T_4 = T_3 \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{k-1} = T_3 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho \lambda.$$

4. Для адиабаты 4–5:

$$\text{- объем } v_5 = v_1;$$

$$\text{- давление } p_5 = p_4 \left(\frac{v_4}{v_5} \right)^k = p_1 \varepsilon^k \left(\frac{v_1 \rho}{v_1 \varepsilon} \right)^k = p_1 \rho^k \lambda;$$

- температура $T_5 = T_4 \left(\frac{v_4}{v_5} \right)^{k-1} = T_4 \left(\frac{v_4}{v_1} \right)^{k-1}$.

Так как $\frac{\rho}{\varepsilon} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right) / \left(\frac{v_1}{v_2} \right) = \frac{v_4}{v_1}$, то $T_5 = T_4 \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho \lambda \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \rho^k \lambda$.

Подставив найденные значения температур в формулу для термического КПД, получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1)]}$$

Отсюда следует, что с увеличением степени сжатия, показателя адиабаты и степени повышения давления термической КПД возрастает, а с увеличением степени предварительного расширения – уменьшается.

15.5. Сравнение циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания

Степень совершенства любого цикла определяется значением его термического КПД. Обычно сравнение циклов проводится в T, S -диаграмме. При этом применяют два метода:

- 1) сравнение площадей в T, S -диаграмме;
- 2) сравнение среднеинтегральных температур в процессе подвода и отвода теплоты в циклах.

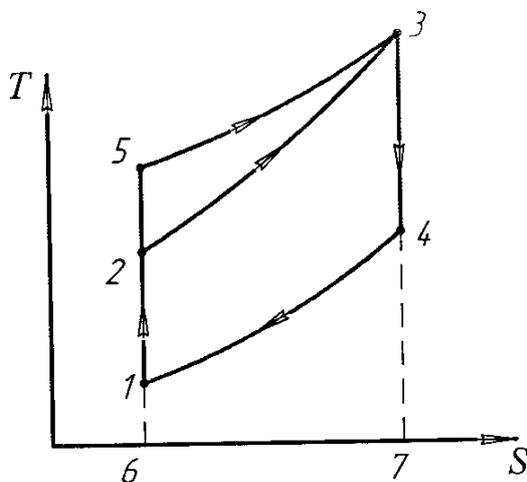


Рис. 57. Сравнение циклов с изохорным и изобарным подводом теплоты при разных степенях сжатия

Сравнение циклов с изохорным и изобарным подводом теплоты, т. е. площадь 6537 больше, то КПД цикла с подводом теплоты при $p = const$ больше КПД цикла с подводом теплоты при $v = const$, $\eta_{t, p}^{ДВС} > \eta_{t, V}^{ДВС}$.

Сравнение циклов с изохорным и изобарным подводом теплоты по среднеинтегральным температурам. Как было указано ранее, термический КПД всех

циклов определяется по одному и тому же уравнению $\eta_t = 1 - \frac{T_{2 \text{ с.и.}}}{T_{1 \text{ с.и.}}}$, где

$T_{2 \text{ с.и.}}$ – среднеинтегральная температура процесса отвода количества теплоты, °С; $T_{1 \text{ с.и.}}$ – среднеинтегральная температура процесса подвода количества теплоты, °С. При сравнении циклов с разными степенями сжатия, рис. 57, получаем, что температура $T_{1 \text{ с.и.}}$ изобарного подвода теплоты больше, чем температура $T_{1 \text{ с.и.}}$ изохорного подвода теплоты, а температура $T_{2 \text{ с.и.}}$ в обоих циклах одинакова. Отсюда следует, что $\eta_{t, p}^{ДВС} > \eta_{t, V}^{ДВС}$.

15.6. Цикл двигателя Стирлинга

Двигатель Стирлинга имеет внешний подвод теплоты через теплопроводящую стенку. Количество рабочего тела (им может быть воздух), заключенного в рабочем объеме двигателя, постоянно и несменяемо. В этом заключается одно из преимуществ такого двигателя перед двигателями внутреннего сгорания, так как в качестве горячего источника теплоты в этих условиях могут использоваться кроме продуктов сгорания органических топлив ядерная энергия, солнечная батарея и др.

При подводе теплоты через теплопроводящую поверхность в замкнутый объем двигателя рабочее тело расширяется (поршень совершает рабочий ход). Затем теплота отбирается холодным источником теплоты, рабочее тело сжимается и таким образом возвращается в исходное состояние, завершая рабочий цикл. Однако практическая невозможность частой смены температуры теплопроводящей стенки при подводе и отводе теплоты привела к необходимости усложнения конструкции двигателя – создания в нем постоянных горячей и холодной полостей. В связи с этим рабочее тело во время цикла должно последовательно перемещаться из горячей полости в холодную и обратно. Такие перемещения в двигателях Стирлинга обеспечиваются вытеснителем и поршнем, движущимся по определенному закону в одном цилиндре. Двигатель Стирлинга может иметь два сообщающихся между собой цилиндра. В этом случае в одном цилиндре перемещается вытеснитель, в другом – поршень.

Работа двигателя может быть условно разделена на четыре стадии, рис. 58. В первой стадии все количество рабочего тела находится в холодной полости Х. На второй стадии поршень 3 перемещается вверх, сжимает рабочее тело в холодной полости. Температура рабочего тела при этом сохраняется постоянной за счет отвода теплоты через стенки цилиндра холодному источнику теплоты (изотермический процесс сжатия 1–2). На третьей стадии вытеснитель 1 перемещается вниз, вытесняя рабочее тело из холодной полости Х в горячую Г при постоянном объеме $v_3 = v_2$.

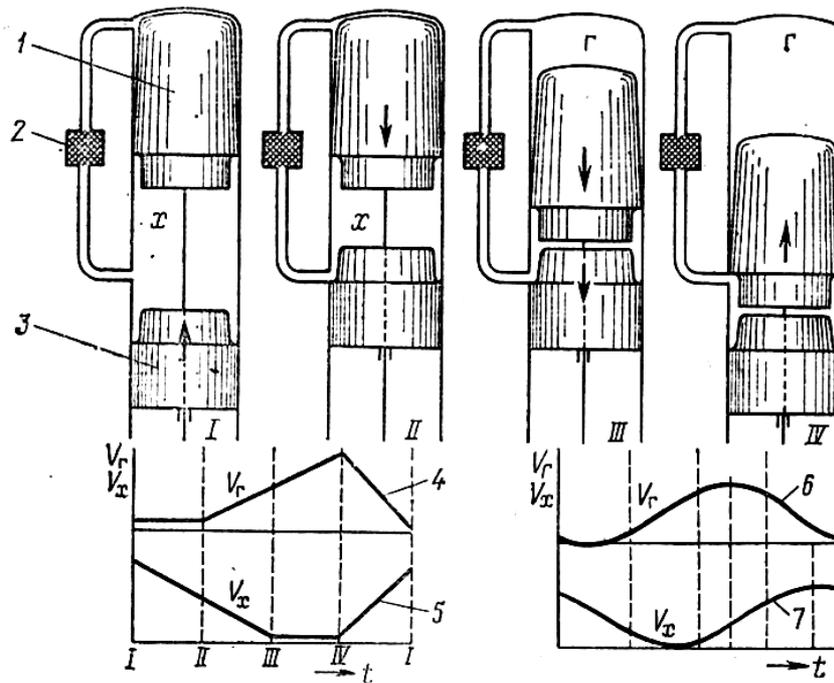


Рис. 58. Схема изменения объемов холодной и горячей полостей двигателя Стирлинга при повороте коленчатого вала: *1* – вытеснитель; *2* – регенератор; *3* – поршень; *4, 5* – условное изменение объемов; *6, 7* – действительное изменение объемов

Особенностью двигателя Стирлинга является полная регенерация теплоты изохорных процессов. С этой целью перемещение рабочего тела из холодной в горячую полость осуществляется через регенератор *2*. Регенератор, отдавая теплоту рабочему телу, охлаждается, а рабочее тело нагревается до температуры T_3 (изохорный процесс *2–3*, рис. 59).

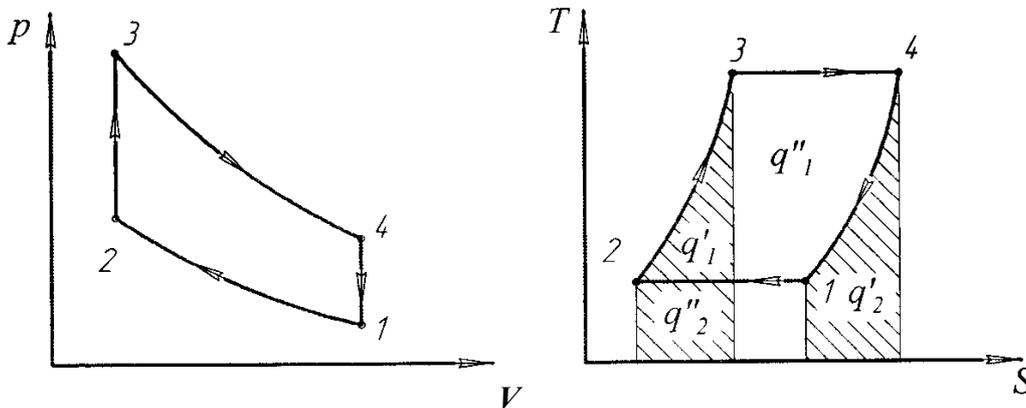


Рис. 59. Цикл двигателя Стирлинга в p, V - и T, S -диаграммах

В горячей полости двигателя нагретое до температуры T_3 рабочее тело расширяется, сохраняя свою температуру за счет подвода теплоты от горячего источника теплоты через поверхность верхней крышки цилиндра (изотермический процесс *3–4*). Затем вытеснитель *1* перемещается вверх, вытесняя при постоянном объеме $v_4 = v_1$ рабочее тело из горячей полости в холодную через регенератор *2* (четвертая стадия). Регенератор нагревается, отбирая теплоту от рабочего тела и охлаждая его в изохорном процессе *4–1* до температуры T_1 .

Стенки холодной полости сохраняют постоянную температуру T_1 за счет отбора теплоты холодным источником. В изотермическом процессе $1-2$, замыкающем рабочий цикл, сжатие рабочего тела происходит при более низкой температуре T_1 , чем расширение в процессе $3-4$, поэтому в цикле совершается полезная работа. Все эти движения вытеснителя и поршня обеспечивают изменение объемов горячей и холодной полостей в соответствии с графиками 4 и 5 (рис. 58).

Удельная теплота подводится к рабочему телу при изохорном процессе $2-3$ от регенератора в количестве q_1' и при изотермическом процессе $3-4$ от внешнего источника теплоты в количестве q_1'' . Отвод теплоты производится вначале при изохорном процессе $4-1$ в регенератор в количестве q_2' и затем при изотермическом процессе $1-2$ в холодной полости двигателя в количестве q_2'' .

Тогда удельная работа цикла $l = q_1 + q_2 = (q_1' + q_1'') - (q_2' + q_2'')$.

Известно, что изменение энтропии в изотермических процессах $\Delta S_{3-4} = R \ln \frac{v_4}{v_3}$ и $\Delta S_{1-2} = R \ln \frac{v_2}{v_1}$. Так как $v_4 = v_1$ и $v_3 = v_2$, то $\Delta S_{3-4} = \Delta S_{1-2} = \Delta S_m$, т. е. изохорные процессы эквидистантны. Следовательно, $q_1' = q_2'$, т. е. регенератор двигателя Стирлинга в идеальном случае (без учета потерь) осуществляет полную передачу теплоты в изохорных процессах $4-1$ и $2-3$ от горячего рабочего тела к холодному. Тогда $l = q_1'' + q_2'' = T_3 \cdot \Delta S_{3-4} - T_1 \cdot \Delta S_{1-2} = (T_3 - T_1) \cdot \Delta S_m$.

Термический КПД цикла $\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{l}{q_1''} = 1 - \frac{(T_3 - T_1) \cdot \Delta S_m}{T_3 \cdot \Delta S_m} = 1 - \frac{T_1}{T_3}$.

Таким образом, термический КПД цикла Стирлинга равен термическому КПД цикла Карно. В этом второе его существенное положительное свойство.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит идеализация идеальных термодинамических от действительных циклов тепловых машин?
2. Какова классификация двигателей внутреннего сгорания?
3. Как осуществляется и выглядит в p, V - и T, S -диаграммах действительный цикл ДВС с изохорным подводом тепла?
4. Как выглядят идеализированный цикл ДВС с подводом теплоты при $v = const$ в p, V - и T, S -диаграммах, термический КПД цикла?
5. Дать описание цикла ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении и сравнить его циклом, где подводится теплота в изохорном процессе.
6. Чем вызвано создание ДВС со смешанным подводом теплоты, изобразите цикл в p, V - и T, S -диаграммах?
7. Сравнить цикл с подводом теплоты при $v = const$ и $p = const$ при разных степенях сжатия и одинаковых максимальных температурах, пользуясь методом сравнения площадей и методом среднеинтегральных температур.

Задачи

Задача 1. Для идеального цикла поршневого двигателя с подводом теплоты при $v = const$ (рис. 53) определить параметры основных точек, полезную удельную работу, удельное количество подведенной и отведенной теплоты, термический КПД цикла, среднее индикаторное давление, если известны $p_1 = 0,1$ МПа, $T_1 = 320$ К, степень сжатия $\varepsilon = 4$, степень повышения давления $\lambda = 4$. Рабочее тело – воздух с удельной газовой постоянной $R = 287 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, показатель адиабаты $k = 1,4$. Теплоемкость рабочего тела принять постоянной.

Решение

Параметры точки 1:

- давление $p_1 = 0,1$ МПа;
- температура $T_1 = 320$ К;
- объем $v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 320}{0,1 \cdot 10^6} = 0,92 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Параметры точки 2:

- объем $v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon} = \frac{0,92}{4} = 0,23 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$;
- давление $p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k = 0,1 \cdot 4^{1,4} = 0,738$ МПа;
- температура $T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{0,738 \cdot 10^6 \cdot 0,23}{287} = 592$ К.

Параметры точки 3:

- объем $v_3 = v_2 = 0,23 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$;
- давление $p_3 = p_2 \lambda = 0,738 \cdot 4 = 2,96$ МПа;
- температура $T_3 = T_2 \lambda = 592 \cdot 4 = 2368$ К.

Параметры точки 4:

- объем $v_4 = v_1 = 0,92 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$;
- температура $T_4 = \frac{T_3}{\varepsilon^{k-1}} = \frac{2368}{4^{1,4-1}} = 1340$ К;
- давление $p_4 = \frac{RT_4}{v_4} = \frac{287 \cdot 1340}{0,92} = 0,1 \cdot 4^{1,4} = 0,417$ МПа.

Удельная работа расширения: $l_1 = \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_4 v_4)$;

$$l_1 = \frac{1}{1,4-1} \cdot (2,96 \cdot 10^6 \cdot 0,23 - 0,417 \cdot 10^6 \cdot 0,92) = 742 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$$

Удельная работа сжатия: $l_2 = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$;

$$l_2 = \frac{1}{1,4-1} \cdot (0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,92 - 0,738 \cdot 10^6 \cdot 0,23) = -195 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

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

Удельное количество подведенной теплоты:

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

Удельное количество отведенной теплоты:

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1) = \frac{20,78}{28,85} \cdot (1340 - 320) = 737 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Полезно использованное удельное количество теплоты:

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

Термический КПД цикла: $\eta_t = \frac{q}{q_1} = \frac{573}{1280} = 0,425$.

Среднее индикаторное давление: $p_i = \frac{l}{v_1 - v_2} = \frac{547 \cdot 10^3}{0,92 - 0,23} = 0,79 \text{ МПа}$.

Задача 2. В цикле поршневого двигателя со смешанным подводом теплоты (рис. 56) начальное давление $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$, начальная температура $T_1 = 300 \text{ К}$, степень сжатия $\varepsilon = 12,7$, степень повышения давления $\lambda = 1,4$, степень предварительного расширения $\rho = 1,6$. Рабочее тело – воздух с удельной газовой постоянной $R = 287 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, показатель адиабаты $k = 1,4$, удельную теплоемкость, рабочего тела принять постоянной $c_v = 0,72 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$. Определить параметры в характерных точках цикла, работу расширения и сжатия и полезную, удельное количество подведенной и отведенной теплоты, термический КПД цикла, термический КПД цикла Карно по условию задачи, среднее индикаторное давление.

Решение

Параметры точки 1:

- давление $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$;

- температура $T_1 = 300 \text{ К}$;

- объем $v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 300}{0,1 \cdot 10^6} = 0,86 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Параметры точки 2:

$$\text{- объем } v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon} = \frac{0,86}{12,7} = 0,068 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}};$$

$$\text{- температура } T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1} = 300 \cdot 12,7^{1,4-1} = 828 \text{ К};$$

$$\text{- давление } p_2 = \frac{R T_2}{v_2} = \frac{287 \cdot 828}{0,068} = 3,5 \text{ МПа.}$$

Параметры точки 3:

$$\text{- объем } v_3 = v_2 = 0,068 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}};$$

$$\text{- давление } p_3 = p_2 \lambda = 3,5 \cdot 1,4 = 4,9 \text{ МПа};$$

$$\text{- температура } T_3 = T_2 \lambda = 828 \cdot 1,4 = 1160 \text{ К.}$$

Параметры точки 4:

$$\text{- объем } v_4 = v_3 \rho = 0,068 \cdot 1,6 = 0,109 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}};$$

$$\text{- температура } T_4 = T_3 \rho = 1160 \cdot 1,6 = 1858 \text{ К};$$

$$\text{- давление } p_4 = p_3 = 4,9 \text{ МПа.}$$

Параметры точки 5:

$$\text{- объем } v_5 = v_1 = 0,86 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}};$$

$$\text{- температура } T_5 = T_1 \frac{p_5}{p_1} = 300 \cdot \frac{0,27}{0,1} = 808 \text{ К};$$

$$\text{- давление } \frac{p_4}{p_5} = \left(\frac{v_5}{v_4} \right)^k = \left(\frac{v_1}{v_4} \right)^k = \left(\frac{0,86}{0,109} \right)^{1,4} = 18,2;$$

$$p_5 = \frac{p_4}{18,2} = \frac{4,9}{18,2} = 0,27 \text{ МПа.}$$

$$\text{Удельная работа расширения: } l_1 = \frac{1}{k-1} (p_4 v_4 - p_5 v_5) + p_3 (v_4 - v_5);$$

$$l_1 = \frac{1}{1,4-1} \cdot (4,9 \cdot 10^6 \cdot 0,109 - 0,27 \cdot 10^6 \cdot 0,86) + 4,9 \cdot 10^6 \cdot (0,109 - 0,068) = 955 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

$$\text{Удельная работа сжатия: } l_2 = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2);$$

$$l_2 = \frac{1}{1,4-1} \cdot (0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,86 - 3,5 \cdot 10^6 \cdot 0,068) = -380 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

$$\text{Полезная удельная работа: } l = l_1 + l_2 = 955 - 380 = 547 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Удельное количество подведенной теплоты:

$$q'_1 = c_v(T_3 - T_2) = 0,72 \cdot (1160 - 828) = 238 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}},$$

$$q''_1 = c_p(T_4 - T_3) = 1,01 \cdot (1858 - 1160) = 705 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Удельное количество отведенной теплоты:

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1) = 0,72 \cdot (808 - 300) = 366 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Полезно использованное удельное количество теплоты:

$$q = q_1 + q_2 = (238 + 705) - 366 = 577 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Термический КПД цикла: $\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1)]}$;

$$\eta_t = 1 - \frac{1,4 \cdot 1,6^{1,4} - 1}{12,7^{1,4-1} \cdot [(1,4 - 1) + 1,4 \cdot 1,4 \cdot (1,6 - 1)]} = 0,61.$$

Термический КПД цикла Карно, по условию задачи

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_4} = 1 - \frac{300}{1858} = 0,838.$$

Среднее индикаторное давление: $p_i = \frac{l}{v_1 - v_2} = \frac{575 \cdot 10^3}{0,86 - 0,068} = 0,73 \text{ МПа}.$

Задача 3. Определить эффективную мощность и удельный эффективный расход топлива восьмицилиндрового четырехтактного дизельного двигателя, если среднее индикаторное давление $p_i = 7,5 \cdot 10^5 \text{ Па}$, степень сжатия $\varepsilon = 16,5$, объем камеры сгорания $V_c = 12 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$, угловая скорость вращения коленчатого вала $\omega = 220 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$, механический КПД $\eta_m = 0,8$ и расход топлива

$$B = 1,02 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

Решение

Среднее эффективное давление: $p_B = p_i \eta_m = 575 \cdot 10^5 \cdot 0,8 = 6 \cdot 10^5 \text{ Па}.$

Рабочий объем цилиндра: $V_h = (\varepsilon - 1)V_c = (16,5 - 1) \cdot 12 \cdot 10^{-5} = 18,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3.$

Частота вращения коленчатого вала: $n = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{220}{2 \cdot 3,14} = 35 \frac{\text{об}}{\text{с}}.$

Эффективная мощность двигателя:

$$N_B = \frac{2 p_B V_h n i}{10^3 \cdot \tau} = \frac{2 \cdot 6 \cdot 10^5 \cdot 18,6 \cdot 35 \cdot 8}{10^3 \cdot 4} = 156 \text{ кВт}.$$

Задача 4. Определить удельный индикаторный расход топлива шестицилиндрового четырехтактного карбюраторного двигателя, если диаметр цилиндра $D = 0,082$ м, ход поршня $S = 0,11$ м, частота вращения коленчатого вала $n = 2800 \frac{\text{об}}{\text{мин}}$, расход топлива $B = 4,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{с}}$. Индицированием двигателя получена индикаторная диаграмма полезной площадью $F = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$, длиной $l = 0,2$ м при масштабе давлений $m = 1 \cdot 10^8 \frac{\text{Па}}{\text{м}}$.

Решение

Среднее индикаторное давление: $p_i = \frac{F m}{l} = \frac{1,6 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^8}{0,2} = 8 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

Рабочий объем цилиндра: $V_h = \frac{\pi D^2 S}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,082^2 \cdot 0,11}{4} = 5,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$.

Эффективная мощность двигателя:

$$N_i = \frac{2 p_i V_h n i}{10^3 \cdot \tau} = \frac{2 \cdot 8 \cdot 10^5 \cdot 5,8 \cdot 2800 \cdot 6}{10^3 \cdot 4 \cdot 60} = 65 \text{ кВт}.$$

Удельный индикаторный расход топлива:

$$b_i = \frac{B \cdot 3600}{N_i} = \frac{4,5 \cdot 10^{-3} \cdot 3600}{65} = 0,249 \frac{\text{кг}}{\text{кВт} \cdot \text{ч}}.$$

Задача 5. Определить количество теплоты, введенной в четырехцилиндровый четырехтактный дизельный двигатель, если среднее эффективное давление $p_e = 7,25 \cdot 10^5 \text{ Па}$, диаметр цилиндра $D = 0,12$ м, ход поршня $S = 0,12$ м, средняя скорость поршня $c_m = 8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, низшая теплота сгорания топлива $Q_H^p = 42300 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ и удельный эффективный расход топлива $b_B = 0,252 \frac{\text{кг}}{\text{кВт} \cdot \text{ч}}$.

Решение

Рабочий объем цилиндра: $V_h = \frac{\pi D^2 S}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,082^2 \cdot 0,11}{4} = 5,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$.

Частота вращения коленчатого вала: $n = \frac{c_m}{2S} = \frac{8}{2 \cdot 0,12} = 33 \frac{\text{об}}{\text{с}}$.

Индикаторная мощность двигателя:

$$N_i = \frac{2 p_i V_h n i}{10^3 \cdot \tau} = \frac{2 \cdot 7,25 \cdot 10^5 \cdot 13,56 \cdot 33 \cdot 4}{10^3 \cdot 4} = 64,9 \text{ кВт}.$$

Расход топлива: $B = \frac{b_B N_i}{3600} = \frac{0,252 \cdot 64,9}{3600} = 4,54 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кг}}{\text{с}}$.

Количество теплоты, введенной в двигатель:

$$Q = B Q_H^p = 4,54 \cdot 10^{-2} \cdot 42300 = 192 \frac{\text{кДж}}{\text{с}}.$$

16. ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Газотурбинные установки (ГТУ) обладают рядом преимуществ по сравнению с поршневыми двигателями. Они имеют относительно небольшие габариты и малую массу, в них нет деталей с возвратно-поступательным движением, могут выполняться достаточно большими единичными мощностями. В газовых турбинах отсутствует основной недостаток поршневых двигателей – невозможность расширения рабочего тела в цилиндре двигателя до атмосферного давления. Практическое применение нашли ГТУ со сгоранием топлива при постоянном давлении и постоянном объеме. Им соответствуют идеальные циклы с подводом теплоты при $p = const$ и $v = const$.

Газотурбинная установка представляет собой тепловой двигатель, объединяющий принцип работы паросиловой установки и поршневого двигателя внутреннего сгорания. С одной стороны, в газотурбинной установке, так же, как в паросиловой установке, имеется специальное устройство, предназначенное только для сжигания топлива, а расширение рабочего тела осуществляется в турбине. С другой стороны, в газотурбинной установке, так же, как и в поршневом двигателе внутреннего сгорания, рабочим телом является газообразные продукты сгорания топлива. Простейшая газотурбинная установка, рис. 60, состоит из компрессора K , газовой турбины $ГТ$, на одном валу с которыми находятся электрогенератор $ЭГ$ или иной потребитель механической энергии и топливный насос $ТН$. Атмосферный воздух адиабатно сжимается в компрессоре и

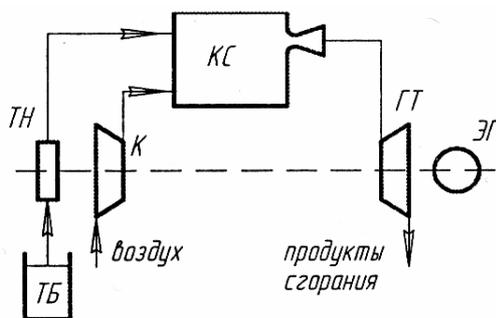


Рис. 60. Принципиальная схема газотурбинной установки

поступает в камеру сгорания. Топливо из топливного бака насосом подается в форсунки и впрыскивается в камеру сгорания, где воспламеняется. Выделившаяся при сгорании топлива теплота подводится к продуктам сгорания при постоянном давлении, так как гидравлическое сопротивление камеры сгорания пренебрежительно мало. Продукты сгорания при температуре сгорания до 1200 °С и давлении 1 МПа поступают в газовую

турбину, где адиабатно расширяются до атмосферного давления и выбрасываются в атмосферу. Там они смешиваются с воздухом и охлаждаются до его температуры при атмосферном давлении. Таким образом, цикл газотурбинной установки состоит из двух адиабатных процессов сжатия и расширения и двух изобарных процессов подвода и отвода теплоты.

16.1. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении

Такой цикл называется *циклом Брайтона* и состоит из двух изотерм подвода и отвода теплоты и двух адиабат сжатия и расширения и представлен в p , V - и T, S -диаграммах на рис. 61.

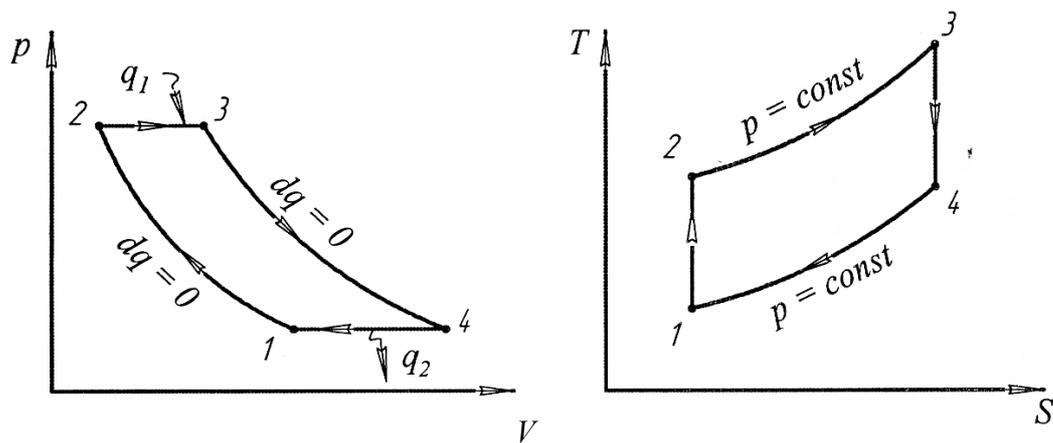


Рис. 61. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении

В адиабатном процессе 1–2 происходит сжатие рабочего тела от параметров точки 1 до параметров точки 2. В изобарном процессе 2–3 к рабочему телу подводится количество теплоты q_1 от источника теплоты. По адиабате 3–4 рабочее тело расширяется до первоначального давления и по изобаре 4–1 приводится к параметрам точки 1 с отводом теплоты к приемнику теплоты.

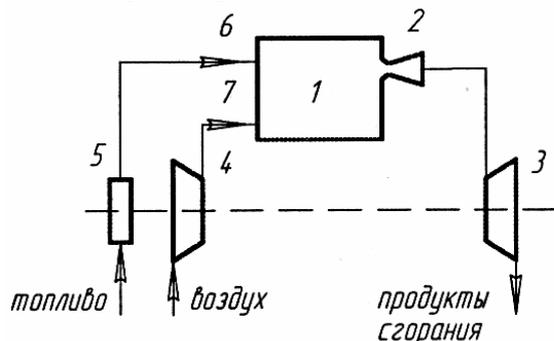


Рис. 62. Схема газотурбинной установки со сгоранием топлива при постоянном давлении: 1 – камера сгорания; 2 – комбинированные сопла; 3 – газовая турбина; 4 – турбокомпрессор; 5 – топливный насос; 6, 7 – форсунки

Из сопел продукты сгорания поступают на лопатки газовой турбины 3, здесь кинетическая энергия газов переходит в энергию вращения вала газовой турбины, совершая при этом полезную работу, а затем выбрасываются в атмосферу через выхлопной патрубок.

Характеристиками цикла являются:

$$\text{степень повышения давления в компрессоре } \beta = \frac{p_2}{p_1},$$

$$\text{степень изобарного расширения } \rho = \frac{v_3}{v_2}.$$

$$\text{Количество теплоты, подводимой по изобаре 2–3: } q_1 = c_p (T_3 - T_2).$$

$$\text{Количество теплоты, отводимой по изобаре 4–1: } q_2 = c_p (T_4 - T_1).$$

Подставляя эти выражения в формулу для термического КПД, получим:

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

Найдем выражения температур T_2 , T_3 , T_4 через начальную температуру T_1 рабочего тела.

$$\text{Для адиабаты } 1-2: \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}.$$

$$\text{Для изобары } 2-3: \frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho, \quad T_3 = T_2 \rho = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \rho.$$

$$\text{Для адиабаты } 3-4: \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_1 \beta}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}},$$

$$T_4 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \rho \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \rho.$$

Тогда термический КПД:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \cdot \rho - T_1}{T_1 \rho \beta^{\frac{k-1}{k}} - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{\rho - 1}{\beta^{\frac{k-1}{k}} (\rho - 1)} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}.$$

Отсюда следует, что термический КПД увеличивается с возрастанием степени повышения давления и показателя адиабаты. Однако термический КПД еще не может служить мерой экономичности установки.

При рассмотрении работы реальных ГТУ необходимо отдельно учитывать потери на необратимость процессов в турбокомпрессоре и газовой турбине. Расход энергии на трение в компрессоре влечет за собой увеличение температуры рабочего тела, поскольку работа трения превращается в теплоту и воспринимается рабочим телом, а это, в свою очередь, приводит к увеличению работы, затраченной на сжатие воздуха.

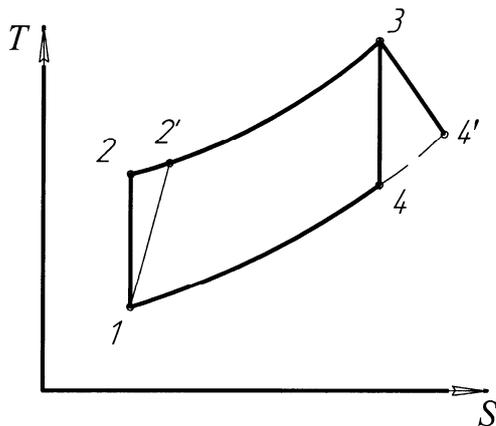


Рис. 63. Изображение циклов ГТУ в теоретических 12341 и реальных $12'34'1$ установках

Из рис. 63 видно, что термический цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ в T, S -диаграмме изображается площадью 12341 , а реальный цикл – площадью $12'32'1$, где линия $1-2'$ представляет собой политропу сжатия в компрессоре, а линия $3-4'$ – политропу расширения в турбине.

Из рис. 63 видно, что термический цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ в T, S -диаграмме изображается площадью 12341 , а реальный цикл – площадью $12'32'1$, где линия $1-2'$ представляет собой политропу сжатия в компрессоре, а линия $3-4'$ – политропу расширения в турбине.

Теоретическая удельная работа сжатия в компрессоре: $l_{ад}^к = i_2 - i_1$, а действительная $l_{д}^к = i_2' - i_1$ или $l_{д}^к = \frac{l_{ад}^к}{\eta_{ад}^к} = \frac{i_2 - i_1}{\eta_{ад}^к}$, где $\eta_{ад}^к$ – адиабатный КПД турбокомпрессора, равен отношению $\eta_{ад}^к = \frac{i_2 - i_1}{i_2' - i_1}$. В настоящее время $\eta_{ад}^к$ достигает 0,8...0,85. Расширение газа в проточной части турбины сопровождается потерями на трение о стенки сопл, лопаток и на завихрение потока, в результате чего часть кинетической энергии рабочего тела превращается в теплоту и энтальпия газа на выходе из турбины i_4' больше энтальпии обратимого процесса расширения i_4 .

Теоретическая удельная работа расширения в турбине равна $l_{т}^т = i_3 - i_4$, действительная $l_{д}^т = i_3 - i_4'$.

Отношение внутренней действительной удельной работы расширения реальной турбины к теоретической удельной работе идеальной турбины называют *внутренний относительный КПД газовой турбины*

$$\eta_i^т = \frac{i_3 - i_4'}{i_3 - i_4}$$

У современных турбин $\eta_i^т = 0,8...0,9$.

Действительная полезная (эффективная) удельная работа $l_{д}$, которая может быть получена в газотурбинной установке, определяется выражением

$$l_{д}^т = (i_3 - i_4')\eta_i^т \eta_m - \frac{i_2 - i_1}{\eta_{ад}^к}$$

Отношение полезной работы ГТУ к количеству затраченной теплоты называют *эффективным КПД ГТУ*:

$$\eta_e = \frac{(i_3 - i_4')\eta_i^т \eta_m - \frac{i_2 - i_1}{\eta_{ад}^к}}{i_3 - i_2'}$$

Кривые зависимости η_e и η_t от $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ имеют следующий вид, рис. 64.

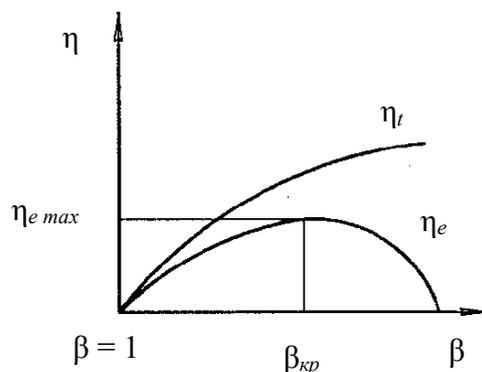


Рис. 64. Кривая зависимости теоретического и η_t и эффективного η_e КПД от степени повышения давления в турбокомпрессоре

Как видно, по мере увеличения степени повышения давления в компрессоре эффективный КПД ГТУ растет, а затем уменьшается и может снизиться до нуля. Поэтому стараются так выбирать β , чтобы $\beta \leq \beta_{кр}$.

16.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме

В отличие от ГТУ со сгоранием топлива при постоянном давлении, где процесс горения осуществляется непрерывно, в ГТУ со сгоранием топлива при постоянном объеме процесс горения является периодическим (пульсирующим). Такой цикл называется *циклом Геморра*.

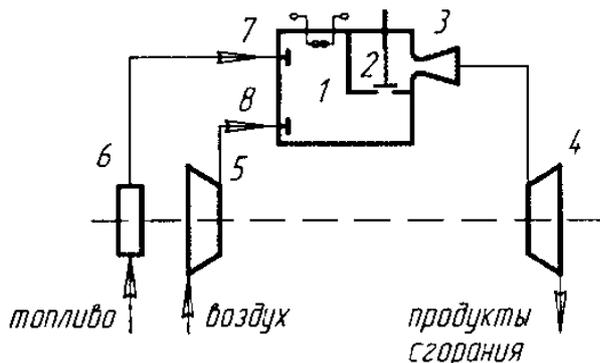


Рис. 65. Схема газотурбинной установки со сгоранием топлива при постоянном объеме: 1 – камера сгорания; 2 – сопловый клапан; 3 – сопловые аппараты; 4 – газовая турбина; 5 – турбокомпрессор; 6 – топливный насос; 7 – воздушный клапан; 8 – топливный клапан

Через воздушный клапан 7 в камеру сгорания 1 поступает воздух, сжатый в компрессоре 5, рис. 65. Сюда же топливным насосом 6 через топливный клапан 8 подается жидкое топливо. Процесс горения производится при закрытых воздушном клапане 7 и сопловом клапане 2. Воспламенение происходит от электрической искры 9. После сгорания топлива в результате повышения давления в камере 1 открывается сопловый клапан 2. Продукты сгорания, проходя через сопловые аппараты 3, поступают на лопатки газовой турбины.

Идеальный цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме в p, V - и T, S -координатах представлен на рис. 66.

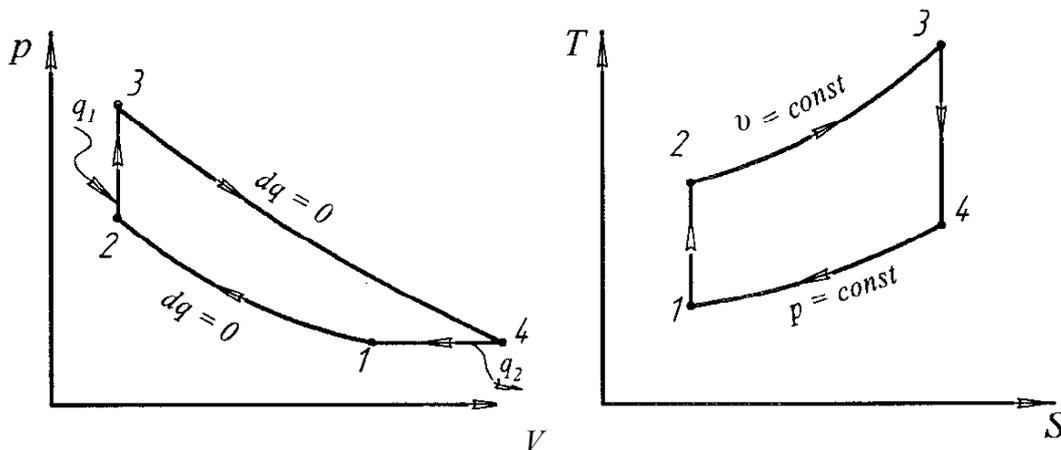


Рис. 66. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме

В адиабатном процессе 1–2 рабочее тело с параметрами p_1, v_1, T_1 в точке 1 сжимается до параметров p_2, v_2, T_2 в точке 2. В изохорном процессе 2–3 к рабочему телу подводится теплота в количестве q_1 . Затем рабочее тело расши-

рывается в адиабатном процессе 3–4 до начального давления $p_4 = p_1$ и по изохоре 4–1 возвращается в первоначальное состояние, характеризуемое параметрами точки 1.

Характеристиками цикла являются: степень повышения давления в компрессоре $\beta = \frac{p_2}{p_1}$, степень дополнительного повышения давления $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$.

Количество теплоты, подводимой по изобаре 2–3: $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$.

Количество теплоты, отводимой по изобаре 4–1: $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$.

Подставляя эти выражения в формулу для термического КПД, получим:

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

Найдем выражения температур T_1, T_2, T_3, T_4 через начальную температуру T_1 рабочего тела.

$$\text{Для адиабаты 1–2: } \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}.$$

$$\text{Для изохоры 2–3: } \frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda, \quad T_3 = T_2 \lambda = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \lambda.$$

$$\text{Для адиабаты 3–4: } \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_1 \beta \lambda}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}} \lambda},$$

$$T_4 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \lambda \left(\frac{1}{\beta \cdot \lambda}\right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \lambda^{\frac{1}{k}}.$$

Подставив найденные значения температур в формулу для термического КПД, получим:

$$\eta_t = \frac{k \left(T_1 \cdot \lambda^{\frac{1}{k}} - T_1 \right)}{T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \lambda - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{k \left(\lambda^{\frac{1}{k}} - 1 \right)}{\beta^{\frac{k-1}{k}} (\lambda - 1)}.$$

Отсюда видно, что термический КПД возрастает с возрастанием величин λ, β, k .

16.3. Методы повышения термического КПД ГТУ

Для повышения КПД ГТУ применяют следующие методы:

- 1) регенерации теплоты;
- 2) многоступенчатого сжатия воздуха с промежуточным охлаждением;
- 3) многоступенчатого сгорания топлива.

Все эти мероприятия приближают цикл ГТУ к обобщенному термодинамическому циклу Карно, состоящему из двух изотерм и двух любых произвольных обратимых процессов – эквидистант², имеющему наивысший КПД в заданном интервале температур, равный КПД обычного цикла Карно. В частности, применение многоступенчатого сжатия и многоступенчатого сгорания позволяет приблизить эти процессы к изотермическим (вместо адиабатных). Причем степень приближения процессов сжатия и сгорания к изотермическим будет тем выше, чем большее число ступеней будет применено.

16.4. Цикл ГТУ с регенерацией теплоты

Газ, прошедший через рабочий орган турбины и отведенный в окружающую среду, имеет более высокую температуру, чем воздух, поступающий в камеру сгорания после сжатия в компрессоре. Это дает возможность усовершенствовать работу установки. Путем использования теплоты уходящих газов для предварительного подогрева воздуха перед подачей его в камеру сгорания. Процесс этот называется *регенерацией*.

16.4.1. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ и регенерацией теплоты

Принципиальная схема ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении и цикл с регенерацией в p, V - и T, S -диаграммах приведены на рис. 67 и 68.

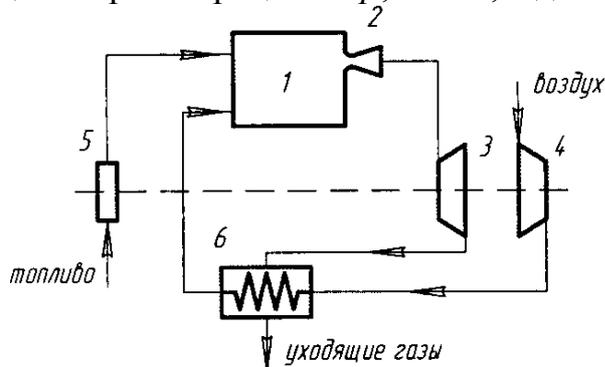


Рис. 67. Схема ГТУ с регенерацией и подводом теплоты при постоянном давлении:
 1 – камера сгорания; 2 – сопловый клапан;
 3 – газовая турбина; 4 – компрессор;
 5 – топливный насос; 6 – теплообменник

расширяется адиабатно в газовой турбине (4–5). Попадает в теплообменник и отдает теплоту воздуху при постоянном давлении (5–7). Дальнейшее изобарное охлаждение 7–1 происходит вне установки за счет передачи теплоты окружающей среде. При полной регенерации теплоты $T_2 = T_7$ и $T_5 = T_8$ (пунктирными линиями на рис. 68 показаны изотермы), поэтому $T_5 - T_7 = T_8 - T_2$.

Рассмотрим процессы цикла: адиабатное сжатие воздуха в компрессоре (1–2); после чего поступает в теплообменник, где подогревается уходящими газами при постоянном давлении (2–8). Подогретый воздух подается в камеру сгорания; подогрев рабочего тела продолжается при постоянном давлении за счет теплоты q_1 , поступившей от горячего источника теплоты, т. е. за счет теплоты, выделившейся при сгорании топлива (8–4). Затем газ

² Эквидистантами в термодинамике называется семейство линий, имеющих при одинаковых температурах равный угловой коэффициент.

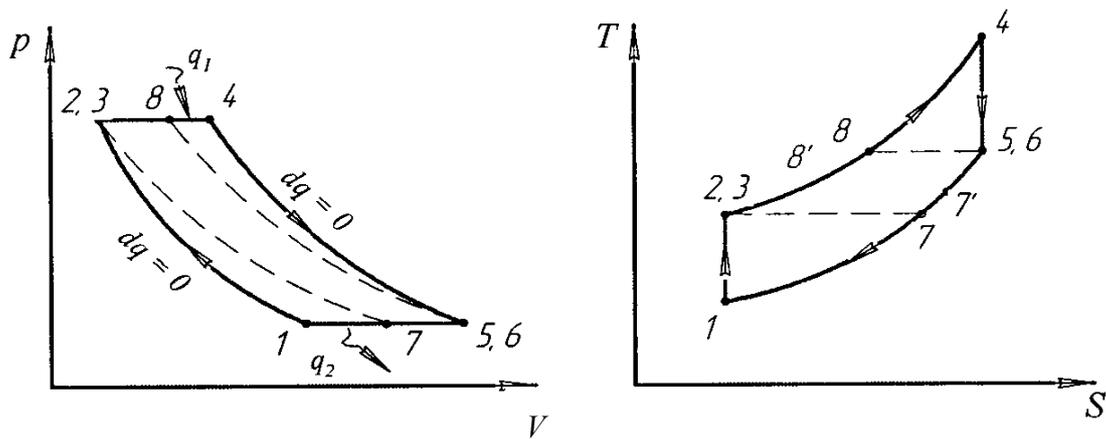


Рис. 68. Термодинамический цикл ГТУ с регенерацией и с изобарным подводом теплоты

Удельная теплота, подведенная при наличии регенерации к рабочему телу в камере сгорания: $q_1 = c_p(T_4 - T_8)$.

Количество отводимой теплоты: $q_2 = c_p(T_7 - T_1)$.

Подставляя эти выражения в формулу для термического КПД, получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_7 - T_1)}{c_p(T_4 - T_8)} = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_4 - T_5}.$$

Выразим температуры в основных точках цикла через температуру T_1 :

$$T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_4 = T_1 \rho \beta^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_5 = T_1 \rho.$$

Подставив найденные значения температур в формулу для термического КПД, получим: $\eta_t = 1 - \frac{1}{\rho} = 1 - \frac{T_1}{T_5}$. Следовательно, чем выше T_5 и ниже T_1 , тем выше термический КПД цикла.

Однако действительные теплообменники имеют конечные размеры. Поэтому теплообмен с полной регенерацией теплоты осуществляться не может: воздух в теплообменнике нагревается лишь до температуры T_8' , а газ в том же теплообменнике охлаждается до температуры $T_7' > T_7$. Это свидетельствует о том, что в действительности регенерация не может быть полной. Ее степень приближения к полной регенерации оценивается *степенью регенерации*, т. е. отношением фактически регенерированной теплоты $q_{\text{рег}} = c_p(T_7 - T_2)$ к предельно возможной (полной) $q'_{\text{рег}} = c_p(T_5 - T_2)$:

$$\sigma_p = \frac{T_7' - T_2}{T_5 - T_2}.$$

При полной регенерации $\sigma_p = 1$. Степень регенерации увеличивается с увеличением поверхности нагрева теплообменника. Однако это приводит к увеличению габаритов, веса и стоимости установки. Оптимальная величина σ_p определяется технико-экономическими расчетами. Таким образом, при полной

регенерации теплота с участка 5–7 обратимым путем передается на участке 8–2. В результате теплота q_1 от внешнего теплоисточника подводится к рабочему телу при более высокой средней температуре подвода теплоты, а теплота q_2 отводится к внешнему теплообменнику при более низкой средней температуре отвода теплоты. Следовательно, всякое повышение средней температуры подвода теплоты и всякое понижение температуры отвода теплоты приводит в повышению термического КПД.

Определим термический КПД цикла с подводом теплоты при $p = const$ и неполной регенерацией теплоты $\eta_t^{per} = 1 - \frac{T_5 - T_1 - \sigma_p(T_8 - T_2)}{T_4 - T_2 - \sigma_p(T_8 - T_2)}$. Подставляя

значения температур T_2 , T_4 , T_5 и учитывая, что $T_5 = T_8$, найдем

$$\eta_t^{per} = 1 - \frac{(\rho - 1) - \sigma_p \left(\rho - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)}{(\rho - 1) \beta^{\frac{k-1}{k}} - T_2 - \sigma_p \left(\rho - \sigma_p^{\frac{k-1}{k}} \right)}.$$

При $\sigma_p = 0$ данная формула приводится к виду

$$\eta_t^{per} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}},$$

т. е. приходим к формуле для цикла ГТУ с изобарным подводом теплоты при отсутствии регенерации.

16.4.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $v = const$ и регенерацией теплоты

В газотурбинных установках, имеющих цикл с изохорным подводом теплоты, также используется регенерация. Термодинамический цикл такой установки в p , V - и T , S -диаграммах показан на рис. 69.

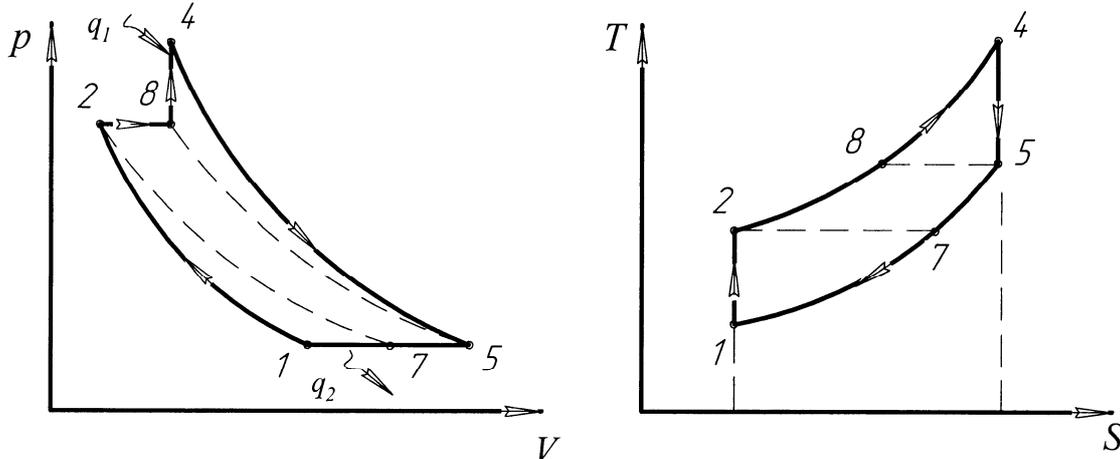


Рис. 69. Термодинамический цикл ГТУ с изохорным подводом теплоты и регенерацией

Процесс регенерации 2–8 в этом цикле, так же, как и в цикле с изобарным подводом теплоты, осуществляется по изобарному процессу, что связано со стремлением не усложнять конструкцию теплообменника-регенератора. В связи с этим воздух, сжатый адиабатно в компрессоре 1–2, а затем подогреваемый при $p = const$ 2–8 в теплообменнике-регенераторе, с параметрами точки 8 поступает в камеру сгорания. За счет сгорания топлива к рабочему телу в изохорном процессе 8–4 подводится теплота q_1 , после чего в газовой турбине происходит адиабатное расширение 4–5 до давления окружающей среды p_5 . Перед выбросом в окружающую среду отработавший газ проходит теплообменник-регенератор, где, отдавая теплоту сжатому воздуху, охлаждается при $p = const$ 5–7. Дальнейшее охлаждение 7–1 отработавших газов происходит в окружающей среде.

Термический КПД цикла с изохорным подводом теплоты и с полной регенерацией

$$\eta_t^{\text{рег}} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{k(T_2 - T_1)}{T_4 - T_5}.$$

Для того чтобы эту зависимость записать через параметры цикла, необходимо, кроме уже известных параметров λ и ε , ввести *степень подогрева регенерацией* γ_T :

$$\gamma_T = \frac{T_8}{T_2}.$$

При полной регенерации $\gamma_T = \frac{T_5}{T_2}$.

Выразим температуры в характерных точках цикла через T_1 :

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{\frac{k-1}{k}}, \quad T_4 = T_1 \lambda \gamma_T \varepsilon^{\frac{k-1}{k}}, \quad T_5 = T_1 \lambda^{\frac{1}{k}} \gamma_T.$$

Тогда термический КПД $\eta_t^{\text{рег}} = 1 - \frac{k}{\gamma_T \cdot \lambda^{\frac{1}{k}}} \cdot \frac{\varepsilon^{k-1} - 1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}} \cdot \varepsilon^{k-1} - 1}$.

В действительности процесса полной регенерации получить не удастся, поэтому практически осуществляемые циклы с подводом теплоты при и с регенерацией имеют термические КПД меньшие, чем рассчитанные.

16.5. Цикл с многоступенчатым сжатием воздуха и промежуточным охлаждением

Термический КПД ГТУ можно также повысить, введя ступенчатый подогрев рабочего тела и ступенчатое сжатие воздуха в компрессоре с охлаждением между ступенями.

Схема газотурбинной установки, имеющей регенерацию, представлена на рис. 70, а цикл ГТУ с регенерацией, промежуточным охлаждением, подогревом рабочего тела и изобарным подводом теплоты – на рис. 71.

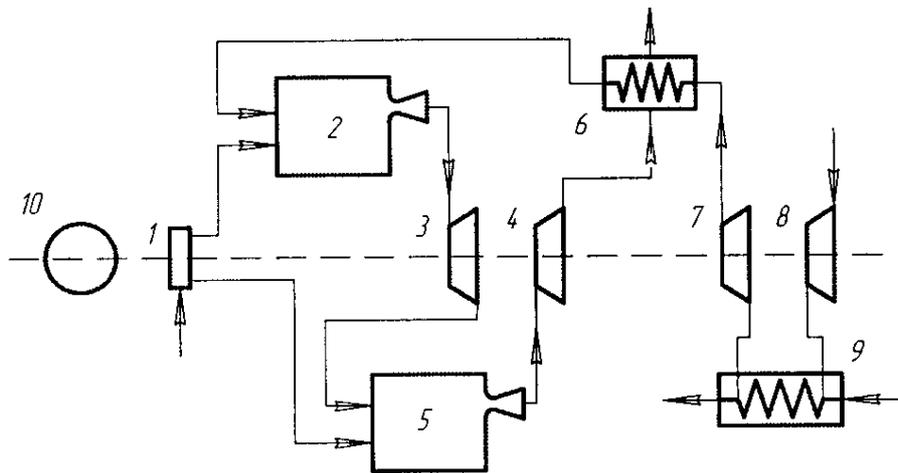


Рис. 70. Схема газотурбинной установки со ступенчатым сгоранием, ступенчатым сжатием в компрессоре и с регенерацией: 1 – топливный насос; 2 – камера сгорания; 3 – первая ступень газовой турбины; 4 – вторая ступень газовой турбины; 5 – камера сгорания; 6 – теплообменник-регенератор; 7 – компрессор второй ступени; 8 – компрессор первой ступени; 9 – теплообменник-холодильник; 10 – потребитель энергии

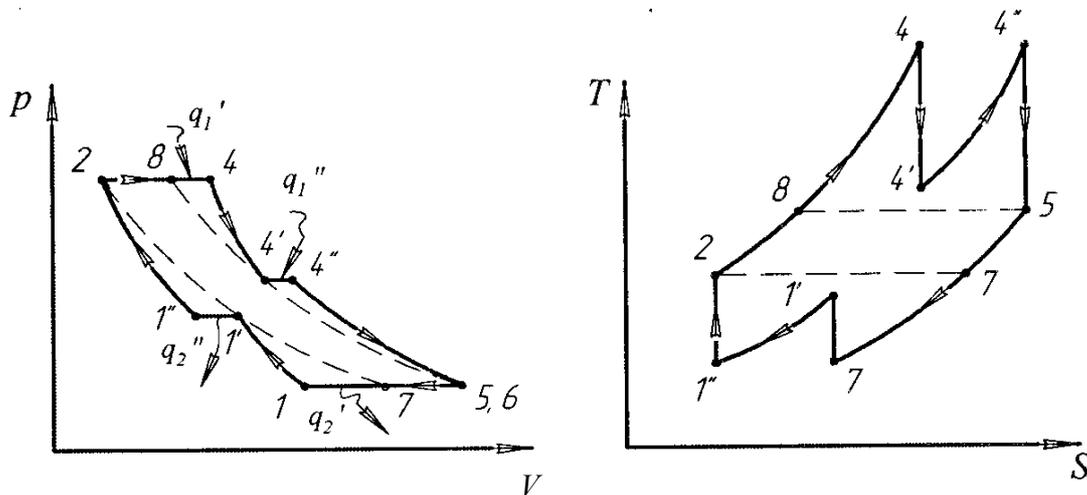


Рис. 71. Цикл ГТУ с регенерацией, промежуточным охлаждением сжимаемого воздуха, промежуточным подогревом рабочего тела, с подводом теплоты при постоянном давлении

Воздух, всасываемый из атмосферы, сжимается адиабатно $1-1'$ в первой ступени компрессора. Затем он попадает в теплообменник-холодильник, где охлаждается при постоянном давлении $1-1''$ до первоначальной температуры и далее по адиабате $1''-2$ сжимается во второй ступени компрессора. Сжатый воздух поступает в теплообменник регенератор, где подогревается по изобаре $2-8$. Подогретый в регенераторе воздух попадает в камеру сгорания, в которой подогревается дополнительно за счет подвода теплоты q_1' по изобаре $8-4$, от горячего источника теплоты (за счет сгорания топлива, поданного насосом). Рабочее тело с параметрами точки 4 подается в первую ступень газовой турбины, где происходит адиабатный процесс расширения $4-4'$. Отработавшее в первой ступени рабочее тело вновь подается в камеру сгорания и по изобаре $4'-4''$ подогревается до температуры в точке 4 за счет подвода теплоты q_1'' . Подогре-

тое таким образом рабочее тело поступает на вторую ступень газовой турбины, где расширяется по адиабате 4''–5. Отработавшее в турбине рабочее тело поступает в теплообменник-регенератор, где отдает теплоту проходящему по змеевику воздуху по изобаре 5–7, выбрасывается в атмосферу и охлаждается по изобаре 7–1. Выработанная установкой энергия используется потребителем.

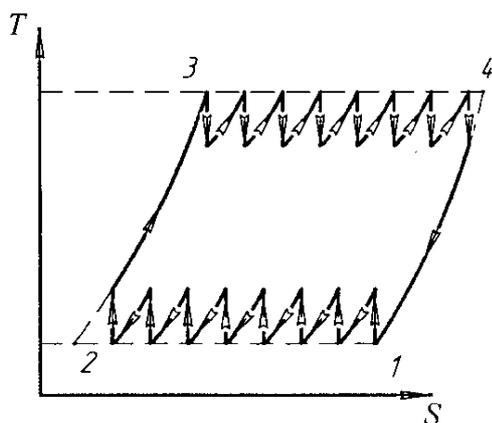


Рис. 72. Цикл ГТУ с большим количеством промежуточных ступеней подогрева и охлаждения рабочего тела с изобарным подводом теплоты

Чем больше промежуточных ступеней подогрева и охлаждения, тем выше термический КПД цикла. Действительно, если представить, что в цикле, показанном на рис. 72, в процессе 2–3 теплота подводится к рабочему телу только за счет охлаждения рабочего тела в процессе 4–1, то в силу эквидистантности процессов эти теплоты не должны учитываться при определении термического КПД цикла.

Для определения КПД цикла ГТУ с большим числом ступеней сжатия и сгорания представим приближенно теплоты q_1 (теплоту, подведенную к рабочему телу в процессе 3–4) и q_2 (теплоту, отведенную от рабочего тела в

процессе 1–2) в виде $q_1 = T_3 \Delta S_{3-4}$, $q_2 = T_1 \Delta S_{1-2}$, где ΔS_{1-2} , ΔS_{3-4} – изменение энтропии в соответствующих процессах. Тогда термический КПД такого цикла будет равен

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_1 \Delta S_{1-2}}{T_3 \Delta S_{3-4}}.$$

Ввиду эквидистантности кривых 2–3 и 4–1

$$\Delta S_{1-2} = \Delta S_{3-4}, \text{ отсюда } \eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_3}.$$

Контрольные вопросы

1. Чем вызвано создание газовых турбин?
2. Дать описание ГТУ с горением топлива при $p = const$. Вывести выражение для термического КПД.
3. Дать описание ГТУ с горением топлива при $v = const$. Вывести выражение для термического КПД.
4. Каков характер зависимости термического и эффективного КПД ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ в зависимости от степени повышения давления?
5. Каковы методы повышения термического КПД ГТУ?
6. Как выглядит принципиальная схема и цикл в p , V - и T , S -диаграммах ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ и регенерацией теплоты?
7. Как выглядит цикл ГТУ с многоступенчатым сжатием и промежуточным охлаждением в p , V - и T , S -координатах? В чем особенность такого цикла?

Задачи

Задача 1. Для идеального цикла газовой турбины с изобарным подводом теплоты (рис. 61 и 62) найти параметры в характерных точках, полезную работу, термический КПД, количество подведенной и отведенной теплоты, если известны: $p_1 = 100$ кПа; $t_1 = 27$ °С; $t_3 = 700$ °С; степень повышения давления $\beta = \frac{p_2}{p_1} = 10$. Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной и не зависящей от температуры.

Решение

Параметры точки 1:

- давление $p_1 = 100$ кПа;

- температура $T_1 = 300$ К;

- объем $v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 300}{0,1 \cdot 10^6} = 0,86 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Параметры точки 2:

- температура $T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} = 300 \cdot 10^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 579$ К;

- давление $p_2 = p_1 \beta = 0,1 \cdot 10 = 1$ МПа;

- объем $v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{287 \cdot 579}{1 \cdot 10^6} = 0,166 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Параметры точки 3:

- температура $T_3 = 973$ К;

- давление $p_3 = p_2 = 1$ МПа;

- объем $v_3 = v_2 \frac{T_3}{T_2} = 0,166 \cdot \frac{973}{579} = 0,279 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Параметры точки 4:

- температура $T_4 = T_3 \frac{v_3}{v_2} = 973 \cdot \frac{0,279}{0,166} = 504$ К;

- объем $v_4 = v_1 \frac{T_4}{T_1} = 0,86 \cdot \frac{507}{300} = 1,48 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$;

- давление $p_4 = p_1 = 0,1$ МПа.

Удельное количество подведенной теплоты:

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2) = \frac{kR}{k-1} (T_3 - T_2); \quad q_1 = \frac{1,4 \cdot 278}{1,4-1} \cdot (973 - 579) = 399 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$$

Удельное количество отведенной теплоты:

$$q_2 = c_p (T_4 - T_1) = \frac{kR}{k-1} (T_4 - T_1); \quad q_2 = \frac{1,4 \cdot 278}{1,4-1} \cdot (507 - 300) = 202 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$$

$$\text{Работа цикла: } l = q_1 - q_2 = 399 - 202 = 197 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

$$\text{Термический КПД цикла: } \eta_t = \frac{q_2}{q_1} = \frac{202}{399} = 0,494.$$

Задача 2. Начальные параметры воздуха, поступающего в компрессор ГТУ со сжиганием топлива при $p = \text{const}$, $p_1 = 100$ кПа, $t_1 = 20$ °С. Степень повышения давления в компрессоре ГТУ $\beta = 6$. Температура газов перед соплами турбины $t_3 = 700$ °С. Рабочее тело обладает свойствами воздуха, теплоемкость его принимается постоянной и не зависящей от температуры. Компрессор засасывает $G = 2 \cdot 10^5 \frac{\text{кг}}{\text{ч}}$ воздуха. Рассчитать: параметры всех точек идеального цикла ГТУ, термический КПД ГТУ, теоретические мощности компрессора, турбины и всей ГТУ; параметры всех точек действительного цикла (с учетом необратимости процессов расширения и сжатия в турбине и компрессоре), приняв $\eta_{\text{ад}}^{\text{т}} = 0,87$ и $\eta_{\text{ад}}^{\text{к}} = 0,85$; внутренний КПД ГТУ, действительные мощности турбины, компрессора и ГТУ.

Решение

На рис. 73 представлен обратимый 12341 и необратимый $12'34'1$ цикл ГТУ в T, S -координатах. Температуры в точках обратимого цикла рассчитываются следующим образом:

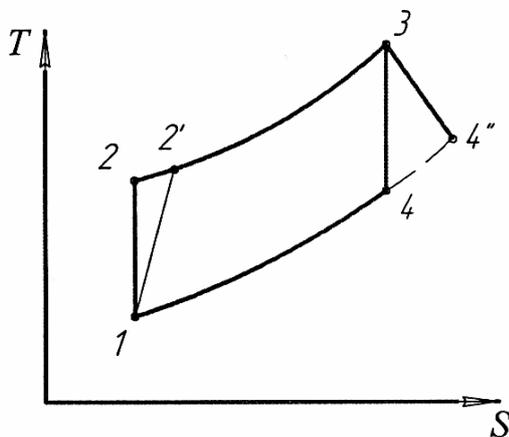


Рис. 73. К задаче 2

$$T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} = 293 \cdot 6^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 489 \text{ К};$$

$$T_4 = T_1 \frac{T_3}{T_2} = 293 \cdot \frac{973}{489} = 583 \text{ К}.$$

Термический КПД:

$$\eta_t^{\text{пер}} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{6^{\frac{1,4-1}{1,4}}} = 0,401.$$

Теоретические мощности:

а) компрессора:

$$N^{\text{к}} = G(i_2 - i_1) = G c_p (t_2 - t_1) = G \frac{k R}{k-1} (t_2 - t_1);$$

$$N^{\text{к}} = 2 \cdot 10^5 \cdot \frac{1,4 \cdot 287}{1,4-1} \cdot (489 - 293) = 10826 \text{ кВт};$$

б) турбины: $N^{\text{т}} = G(i_3 - i_4) = G c_p (t_3 - t_4) = G \frac{k R}{k-1} (t_3 - t_4);$

$$N^{\text{т}} = 2 \cdot 10^5 \cdot \frac{1,4 \cdot 287}{1,4-1} \cdot (973 - 583) = 21764 \text{ кВт};$$

в) ГТУ: $N^{\text{ГТУ}} = N^{\text{т}} - N^{\text{к}} = 21764 - 10826 = 10938 \text{ кВт}.$

Температуры в точках действительного цикла рассчитываются с помощью основной формулы для внутреннего относительного КПД компрессора

$\eta_{\text{ад}}^{\text{к}} = \frac{i_2 - i_1}{i_2' - i_1} = \frac{t_2 - t_1}{t_2' - t_1}$. Отсюда температура в конце сжатия:

$$t_2' = \frac{t_2 - t_1}{\eta_{\text{ад}}^{\text{к}}} + t_1 = \frac{216 - 20}{0,85} + 20 = 251 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Температура в конце необратимого адиабатного расширения находится аналогично. Записывается формула для внутреннего относительного КПД турбины:

$\eta_{\text{ад}}^{\text{т}} = \frac{i_3 - i_4'}{i_3 - i_4} = \frac{t_3 - t_4'}{t_3 - t_4}$; отсюда

$$t_4' = t_3 - \eta_{\text{ад}}^{\text{т}} (t_3 - t_4) = 700 - 0,87 \cdot (700 - 310) = 361 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Внутренний КПД ГТУ: $\eta_{\text{ад}}^{\text{ГТУ}} = \frac{(i_3 - i_4') - (i_2' - i_1)}{i_3 - i_2'}$;

$$\eta_{\text{ад}}^{\text{ГТУ}} = \frac{(700 - 361) - (251 - 20)}{700 - 251} = 0,242.$$

Действительная мощность:

а) привода компрессора: $N_{\text{д}}^{\text{к}} = \frac{N^{\text{к}}}{\eta_{\text{ад}}^{\text{к}}} = \frac{10826}{0,85} = 12736 \text{ кВт};$

б) турбины: $N_{\text{д}}^{\text{т}} = N^{\text{т}} \eta_{\text{ад}}^{\text{к}} = 21764 \cdot 0,87 = 18935 \text{ кВт};$

в) газотурбинной установки: $N^{\text{ГТУ}} = N^{\text{т}} - N^{\text{к}} = 18935 - 12736 = 6199 \text{ кВт}.$

Приведенный расчет показывает, как сильно влияет необратимость процессов сжатия и расширения газа на КПД и мощность газотурбинной установки.

Задача 3. Газотурбинная установка работает по схеме с регенерацией и подводом теплоты при постоянном давлении при следующих параметрах: $p_1 = 100 \text{ кПа}$, $t_1 = 15 \text{ } ^\circ\text{C}$, $\beta = 4,8$, $t_3 = 780 \text{ } ^\circ\text{C}$. Регенерация предельная. Рабочее тело обладает свойствами воздуха, теплоемкость его принимается постоянной и не зависящей от температуры. Определить параметры всех точек цикла и внутренний КПД ГТУ. Определить также внутренний КПД ГТУ при условии выключения системы регенерации. Рассчитать термический КПД ГТУ с регенерацией. Внутренний относительный КПД компрессора и турбины $\eta_{\text{ад}}^{\text{к}} = 0,83$ и $\eta_{\text{ад}}^{\text{т}} = 0,85$.

Решение

На рис. 74 представлен цикл ГТУ с предельной регенерацией 1273481, точки 5 и 6 относятся к обратимому циклу.

Рассчитаем температуры в узловых точках цикла.

В точке 5 $T_5 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} = 288 \cdot 4,8^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 451 \text{ К}.$

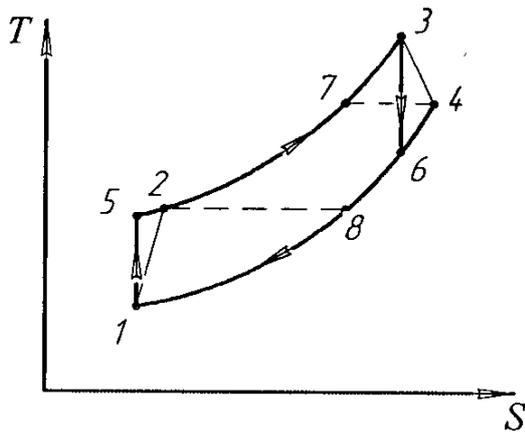


Рис. 74. Термодинамический цикл ГТУ с регенерацией и изобарным подводом теплоты

С помощью основной формулы для внутреннего относительного КПД компрессора определим температуру в точке 2:

$$t'_2 = \frac{t_5 - t_1}{\eta_{\text{ад}}^{\text{к}}} + t_1 = \frac{178 - 15}{0,83} + 15 = 211 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Температура в точке 6:

$$T_6 = T_1 \frac{T_3}{T_5} = 288 \cdot \frac{1053}{451} = 673 \text{ К}.$$

Температура в точке 4 определяется с помощью формулы для внутреннего относительного КПД турбины:

$$t'_4 = t_3 - \eta_{\text{ад}}^{\text{т}} (t_3 - t_6) = 780 - 0,85 \cdot (780 - 400) = 457 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Термический КПД ГТУ с предельной регенерацией

$$\eta_{t, p}^{\text{пер}} = 1 - \frac{t_5 - t_1}{t_3 - t_6} = 1 - \frac{178 - 15}{780 - 400} = 0,572.$$

Внутренний КПД ГТУ с предельной регенерацией

$$\eta_i^{\text{ГТУ пер}} = 1 - \frac{t_2 - t_1}{t_3 - t_4} = 1 - \frac{211 - 15}{780 - 457} = 0,393.$$

Внутренний КПД ГТУ без регенерации

$$\eta_i^{\text{ГТУ}} = 1 - \frac{t_2 - t_1}{t_3 - t_2} = 1 - \frac{211 - 15}{780 - 211} = 0,223.$$

Задача 4. Газотурбинная установка работает с двухступенчатым сжатием и двухступенчатым расширением. Степень повышения давления в компрессорах (и понижения в турбинах) одинакова: $\beta_1 = \beta_2 = 2,2$. В первый компрессор поступает воздух при $p_1 = 0,1$ МПа и $t_1 = 20$ °С, после первого компрессора он охлаждается также до 20 °С. Температура газов перед обеими турбинами одинакова и равна 820 °С. Внутренний относительный КПД компрессоров равен 0,83, а турбин 0,86. Степень регенерации $\sigma_p = 0,7$. Расход воздуха $250 \frac{\text{Т}}{\text{ч}}$. Опреде-

лить параметры во всех точках цикла, внутренний КПД ГТУ, действительные мощность компрессоров, турбин и всей ГТУ. Изобразить цикл в T, S -диаграмме. Теплоемкость воздуха принять постоянной и не зависящей от температуры.

Решение

На рис. 75 и 76 представлен цикл для такой установки. На рис. 76 точки 11 и 12 относятся к обратимому сжатию и расширению. Рассчитаем температуры в узловых точках цикла:

$$T_{11} = T_1 \left(\frac{p_{11}}{p_1} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 293 \cdot 2,2^{1,4} = 367 \text{ К}.$$

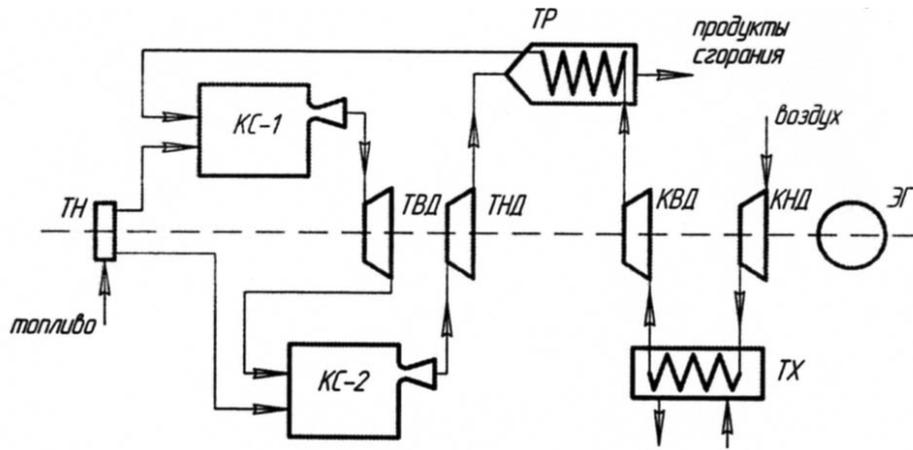


Рис. 75. Схема ГТУ со ступенчатым сгоранием, ступенчатым сжатием в компрессоре и с регенерацией (подвод теплоты при постоянном давлении): КНД, КВД – ступень низкого и высокого давлений компрессора; ТХ – теплообменник-холодильник; ТР – теплообменник-регенератор; КС-1, КС-2 – камеры сгорания; ТВД, ТВД – ступени турбин низкого и высокого давлений; ЭГ – потребитель электроэнергии (электрогенератор)

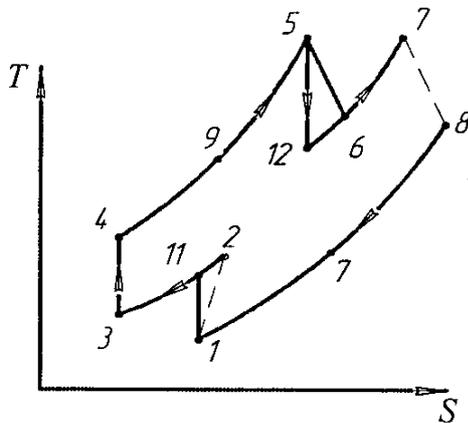


Рис. 76. Цикл ГТУ со ступенчатым сгоранием, ступенчатым сжатием в компрессоре и регенерацией теплоты при $p = const$

Для определения действительной температуры T_2 после первого компрессора (КНД) необходимо воспользоваться формулой для относительного внутреннего КПД компрессора, т. е.

$$\eta_{ад}^к = \frac{i_{11} - i_1}{i_2 - i_1} = \frac{t_{11} - t_1}{t_2 - t_1},$$

$$\text{откуда } t_2 = \frac{t_{11} - t_1}{\eta_{ад}^к} + t_1 = \frac{94 - 20}{0,83} + 20 = 109 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Так как $\beta_1 = \beta_2$ и $t_1 = t_3$, то $t_4 = t_2 = 109 \text{ } ^\circ\text{C}$. Температура в конце обратимого расширения в турбине $T_{12} = T_1 \frac{T_6}{T_{11}} = 293 \cdot \frac{1093}{367} = 873 \text{ K}$.

Действительная температура после расширения в турбине:

$$t_6 = t_5 - \eta_{ад}^т (t_5 - t_{12}) = 820 - 0,86 \cdot (820 - 600) = 630 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Так как $\beta_1 = \beta_2$ и $t_5 = t_7$, то $t_8 = t_6 = 630 \text{ } ^\circ\text{C}$. Температуру воздуха, входящего в камеру сгорания (температуру после регенератора), t_9 найдем с помощью

$$\text{величины степени регенерации } \sigma_p = \frac{t_9 - t_4}{t_8 - t_4},$$

$$t_9 = t_4 - \sigma_p (t_8 - t_4) = 109 - 0,86 \cdot (820 - 600) = 474 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Так как предполагается, что тепловые потери в регенераторе отсутствуют, то $t_9 - t_4 = t_8 - t_{10}$. Следовательно, $t_{10} = t_8 - (t_9 - t_4) = 630 - (474 - 109) = 265 \text{ } ^\circ\text{C}$.

Внутренний КПД установки

$$\eta_{д}^{ГТУ} = \frac{(t_5 - t_6) + (t_7 - t_8) - [(t_2 - t_1) + (t_4 - t_3)]}{(t_5 - t_9) + (t_7 - t_6)} = \frac{2 \cdot (t_5 - t_6) - 2 \cdot (t_2 - t_1)}{(t_5 - t_9) + (t_7 - t_6)},$$

$$\eta_{\text{д}}^{\text{ГТУ}} = \frac{2 \cdot (t_5 - t_6) - 2 \cdot (t_2 - t_1)}{(t_5 - t_9) + (t_7 - t_6)} = \frac{2 \cdot (820 - 630) - 2 \cdot (109 - 20)}{(820 - 474) + (820 - 630)} = 0,373.$$

Действительная мощность двух турбин:

$$2N_{\text{д}}^{\text{T}} = 2G \frac{k \cdot R}{k - 1} (t_5 - t_6) = 2 \cdot \frac{250000}{3600} \cdot \frac{1,4 \cdot 287}{1,4 - 1} (820 - 630) = 26,5 \text{ МВт}.$$

Действительная мощность двух компрессоров:

$$2N_{\text{д}}^{\text{K}} = 2G \frac{k \cdot R}{k - 1} (t_2 - t_1) = 2 \cdot \frac{250000}{3600} \cdot \frac{1,4 \cdot 287}{1,4 - 1} (109 - 20) = 12,42 \text{ МВт}.$$

Действительная мощность ГТУ: $N_{\text{д}}^{\text{ГТУ}} = 26,5 - 12,42 = 14,08 \text{ МВт}.$

17. ТЕПЛОСИЛОВЫЕ ПАРОВЫЕ ЦИКЛЫ

В современной стационарной теплоэнергетике в основном используются паровые теплосиловые установки. Теплосиловые установки, в которых в качестве рабочего тела применяется пар, имеют ряд особенностей и преимуществ, существенно отличающих их от теплосиловых установок с газообразным рабочим телом. *Паротурбинная установка (ПТУ)* – это тепловая машина, в которой рабочим телом является пар какой-нибудь жидкости, чаще всего водяной пар, а продукты сгорания топлива являются промежуточным теплоносителем.

17.1. Цикл Карно

Использование рабочего тела, изменяющего в течение цикла свое агрегатное состояние, позволяет осуществить на практике цикл Карно. Напомним, что цикл Карно из двух адиабат и двух изотерм. Практически осуществление адиабатных процессов не представляет особых трудностей. Отклонения реальных адиабатных процессов расширения и сжатия от изоэнтропы, обусловленные необратимостью процессов течения, конечно, приводят к уменьшению термического КПД цикла, однако это уменьшение не слишком велико. Практическое осуществление изотермических процессов подвода и отвода тепла в газовых теплосиловых установках сопряжено с непреодолимыми трудностями. Для того чтобы по возможности приблизить реальные процессы к изотермическим, применяют многоступенчатое сжатие воздуха с промежуточным охлаждением (в компрессорах) и ступенчатый подвод тепла (в газотурбинных установках).

Совершенно иначе обстоит дело в паросиловых циклах. В случае потока вещества технически наиболее просто осуществимым процессом подвода или отвода тепла является изобарный процесс. Ранее были рассмотрены условия протекания изобарного процесса подвода или отвода тепла при постоянной температуре. Это – процесс фазового перехода чистого вещества из жидкого в газообразное состояние. Внутри двухфазной области состояний чистого вещества изобары совпадают с изотермами; следовательно, изобарный процесс подвода тепла к влажному пару (т. е. парообразование), равно как и изобарный процесс отвода тепла от влажного пара (т. е. конденсация), легко осуществимые на практике, представляют собой в то же время изотермические процессы. Отсюда следует, что если использовать влажный пар в качестве рабочего тела и осуществить цикл, составленный из двух адиабат и двух изобар (которые в то же время являются изотермами), то это и будет цикл Карно.

Схема теплосиловой установки, в которой осуществляется цикл Карно на влажном паре, представлена на рис. 77. Химическая энергия топлива при его сжигании превращается во внутреннюю энергию продуктов сгорания, которая затем в виде теплоты передается воде или пару в котле 1 и перегревателе 2. Полученный пар направляется в паровую турбину 3, где происходит преобразование теплоты в механическую работу, а затем обычно в электрическую энергию в электрогенераторе 4.

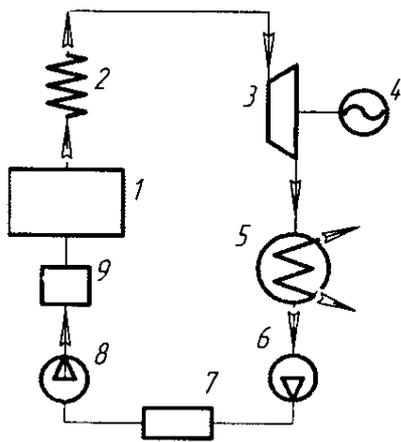


Рис. 77. Принципиальная схема ПТУ: 1 – паровой котел; 2 – пароперегреватель; 3 – паровая турбина; 4 – электрогенератор; 5 – конденсатор; 6 – конденсационный насос; 7 – питательный бак; 8 – питательный насос; 9 – подогреватель

Отработавший пар поступает в конденсатор 5, где отдает теплоту охлаждающей воде. Полученный конденсат насосом 6 направляется в питательный бак 7, откуда питательная вода забирается питательным насосом 8, сжимается до давления, равного давлению в котле, и подается через подогреватель 9 в паровой котел 1.

Описанный цикл в p, V -диаграмме изображен на рис. 78, в T, S -диаграмме на рис. 79.

- (·) 0 характеризует начальное состояние кипящей воды при давлении p_1 ;

- в воде при постоянной температуре $T_{н1}$ и постоянном давлении p_1 сообщается удельное количество теплоты q_1 , равное теплоте парообразования r (процесс 0–1);

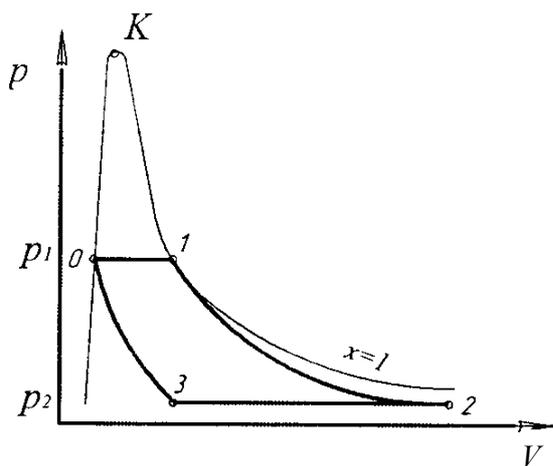


Рис. 78. Цикл Карно в p, V -диаграмме для насыщенного пара

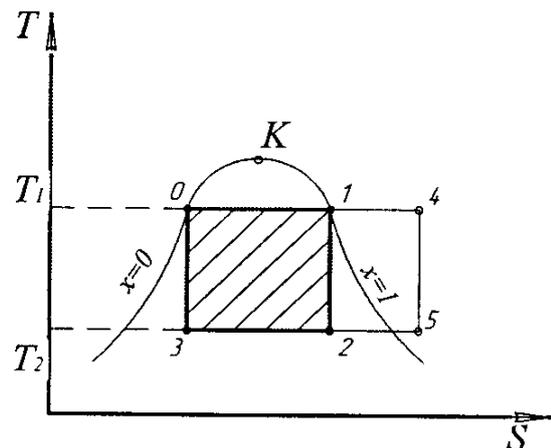


Рис. 79. Цикл Карно в T, S -диаграмме для насыщенного пара

- полученный сухой насыщенный пар от (·) 1 расширяется по адиабате в цилиндре паровой турбины до давления p_2 , процесс (1–2), температура понижается до $T_{н2}$ конденсатора и степень сухости уменьшается от $x = 1$ до x_2 ;

- образовавшийся влажный пар со степенью сухости x_2 частично конденсируется при постоянной температуре $T_{н2}$ и давлении p_2 до (·) 3 (процесс 2–3), при этом сухость его уменьшается до x_3 ; от пара отводится удельное количество теплоты $q_2 = r_2 (x_2 - x_3)$;

- от (·) 3 пар по адиабате сжимается в компрессоре до начального состояния и пар полностью превращается в кипящую воду.

Паротурбинная установка, работающая по циклу Карно, должна состоять из парового котла (процесс 0–1), парового двигателя (процесс 1–2), конденсатора (процесс 2–3) и компрессора (процесс 3–0). Термический КПД цикла Кар-

но, где в качестве рабочего тела используют насыщенный водяной пар, определяется по уравнению $\eta_t = \frac{T_{н1} - T_{н2}}{T_{н1}} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(i_1 - i_0) - (i_2 - i_3)}{i_1 - i_0}$.

Применение перегретого пара в цикле Карно не увеличивает его КПД, если пределы температур остаются без изменения. На рис. 79 цикл Карно для насыщенного пара изображается площадью 01230 , а для перегретого пара – площадью 04530 . Из рисунка видно, что КПД обоих циклов одинаковы.

Паросиловые установки, работающие по циклу Карно, имеют существенные недостатки, которые делают нецелесообразным их применение. Эти недостатки заключаются в следующем: в процессе 2–3 конденсация пара осуществляется не полностью, вследствие чего объем цилиндра компрессора при адиабатном сжатии влажного пара от точки 3 до 0 при давлении p_2 должен быть весьма значительным, а это требует большого расхода металла на его изготовление. Размеры цилиндра компрессора увеличиваются с возрастанием начального давления пара и уменьшением давления в конденсаторе, т. е. при переходе к более выгодным температурным режимам. Кроме того, необходимость осуществления цикла Карно только в области двухфазных состояний не позволяет иметь высокую начальную температуру пара, ограниченную в пределе критической температурой, т. е. не дает возможность получить достаточно большие значения термического КПД цикла. Главное же заключается в том, что затрачиваемая действительная работа на привод компрессора значительно больше теоретической вследствие наличия в нем больших потерь, связанных с необратимостью протекающих процессов. Эти потери могут увеличить действительную работу по сравнению с теоретической на 50 % и выше.

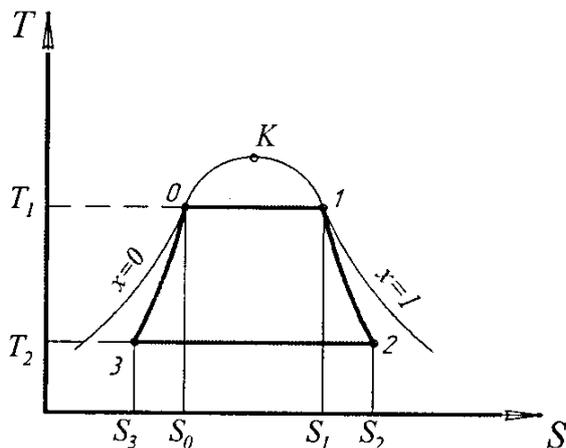


Рис. 80. Реальный цикл с учетом потерь на трение

Реальный цикл, осуществляемый во влажном паре и составленный из двух изобар-изотерм и двух адиабат, условно изображен на рис. 80 с учетом необратимых потерь на трение при расширении пара в турбине и при его сжатии в компрессоре. Здесь $(S_2 - S_1)$ – увеличение энтропии пара в процессе адиабатного расширения, обусловленное трением, а $(S_4 - S_3)$ – увеличение энтропии пара при его сжатии в компрессоре.

Из вышесказанного следует, что осуществление цикла Карно во влажном паре вполне возможно. Поскольку критическая температура воды сравнительно невысокая ($374,15\text{ }^\circ\text{C}$), то невелик и интервал температур между нижней (порядка $25\text{ }^\circ\text{C}$) и верхней (не выше $340\text{--}350\text{ }^\circ\text{C}$) температурами цикла, так как при большем приближении к критической точке резко сужается изобарно-

изотермического участка $0-1$ и, следовательно, относительно большее влияние оказывают снижающие термический КПД цикла неизоэнтропные участки $1-2$ и $3-4$, степень заполнения цикла уменьшается. Однако даже в этом сравнительно узком интервале предельных температур величина для обратимого цикла Карно, осуществляемого во влажном паре, оказывается весьма значительной:

$$\eta_t = \frac{25 + 273}{350 + 273} = 0,52.$$

Тем не менее с учетом условий работы теплосилового оборудования практическое осуществление этого цикла нецелесообразно, так как при работе на влажном паре, который представляет собой поток сухого насыщенного пара с взвешенными в нем капельками воды, условия работы проточных частей турбин и компрессоров оказываются тяжелыми, течение оказывается газодинамически несовершенным и внутренний относительный КПД η_{oi} этих машин снижается. Тогда внутренний абсолютный КПД цикла $\eta_i = \eta_t \eta_{oi}$. Важно и то, что компрессор для сжатия влажного пара с малыми давлениями и большими удельными объемами представляет собой весьма громоздкое, не удобное в эксплуатации устройство, на привод которого затрачивается чрезмерно большая энергия. По этим причинам цикл Карно, осуществляемый на влажном паре, не нашел практического применения.

17.2. Цикл Ренкина

За основной цикл в ПТУ принят идеальный цикл Ренкина. В этом цикле полностью осуществляется полная конденсация рабочего тела в конденсаторе, вследствие чего вместо громоздкого малоэффективного компрессора для подачи воды в котел применяют питательный водяной насос, который имеет малые габариты и высокий КПД. Кроме того, в цикле Ренкина возможно применение перегретого пара, что позволяет повысить среднеинтегральную температуру подвода теплоты и тем самым увеличить термический КПД цикла. Цикл Ренкина в p, V -диаграмме изображен на рис. 81, в T, S -диаграмме – на рис. 82.

Точка 5 характеризует состояние кипящей воды в котле при давлении p_1 ; 5–6 изображает процесс парообразования в котле; 6–1 – перегрев пара в перегревателе при давлении p_1 ; полученный пар по адиабате 1–2 расширяется в цилиндре парового двигателя до давления p_2 в конденсаторе; в процессе 2–2' пар полностью конденсируется до состояния кипящей жидкости при давлении p_2 , отдавая теплоту парообразования охлаждающей воде; процесс сжатия воды 2'–3 осуществляется в насосе, получающееся при этом повышение температуры ничтожно мало, и им при давлениях 3,0–4,0 МПа пренебрегают; линия 3–4 изображает изменение объема воды при нагревании от температуры в конденсаторе до температуры кипения при давлении p_1 . Если в цикле Ренкина учитывать работу насоса, то процесс адиабатного сжатия воды в нем представится в T, S -диаграмме адиабатой 2'–3, а изобара 3–4 соответствует нагреванию воды в котле при давлении p_1 до соответствующей температуры кипения.

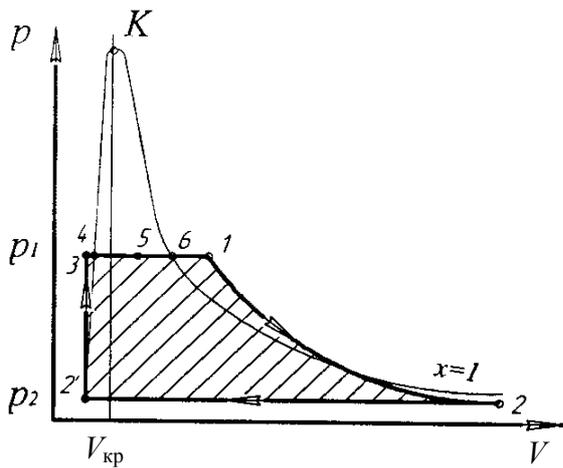


Рис. 81. Идеальный цикл Ренкина в p, V -диаграмме

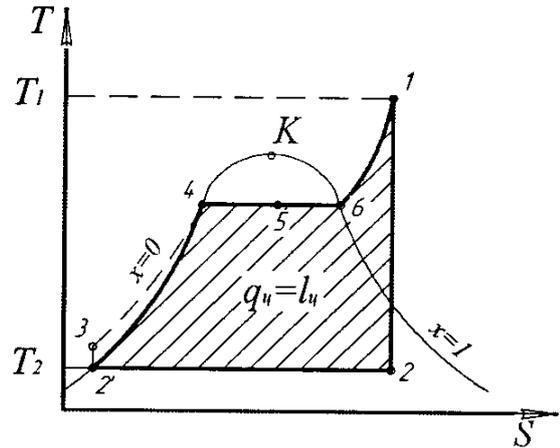


Рис. 82. Идеальный цикл Ренкина в T, S -диаграмме

Термический КПД цикла Ренкина определяется по уравнению:

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

Удельное количество теплоты q_1 в цикле подводится при $p = const$ в процессах 3–4 (подогрев воды до температуры кипения), 4–6 (парообразование) и 6–1 (перегрев пара) и равно разности удельных энтальпий начальной и конечной точек процесса: $q_1 = i_1 - i_3$.

Отвод удельного количества теплоты q_2 осуществляется в конденсаторе по изобаре 2–2': $q_2 = i_2 - i'_2$.

Термический КПД цикла Ренкина будет определяться по уравнению:

$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_3) - (i_2 - i'_2)}{i_1 - i_3} = \frac{(i_1 - i_2) - (i_3 - i'_2)}{i_1 - i_3},$$

где $(i_1 - i_2) = l_T$ – работа паровой турбины; $(i_3 - i'_2) = l_H$ – работа, затрачиваемая на адиабатное сжатие воды в насосе и подачу ее в котел.

Учитывая, что вода практически несжимаема, при адиабатном сжатии ее в насосе и $v = const$ можно записать: $l_H = i_3 - i'_2 = \int_{p_2}^{p_1} v dp = v(p_1 - p_2)$, где v – удельный объем воды при давлении p_2 . Тогда $\eta_t = \frac{(i_1 - i_2) - v(p_1 - p_2)}{i_1 - i_3}$, но

$$i_3 = i'_2 - v(p_1 - p_2), \text{ поэтому } \eta_t = \frac{(i_1 - i_2) - v \cdot (p_1 - p_2)}{i_1 - i'_2 - v \cdot (p_1 - p_2)}.$$

На рис. 83 изображен цикл Ренкина в i, S -диаграмме. В этой диаграмме расстояние по ординате между точками 1 и 2 соответствует адиабатному расширению пара в паровой турбине. Расстояние по ординате между точками 2 и 2' изображает количество теплоты, отводимое в конденсаторе при $p_2 = const$. Расстояние между ординатами 2 и 3 – количество теплоты, затраченное на сжа-

тие воды в насосе до давления p_1 в котле. Расстояние по ординате между точками 3 и 4 соответствует количеству теплоты, затраченному на подогрев воды до температуры котла. Расстояние по ординате между точками 4 и 5 изображает количество теплоты, затраченное на получение влажного пара в котле со степенью сухости $x = const$. Расстояние по ординате между точками 5 и 6, 6 и 1 определяет количество теплоты, затраченное на подсушку влажного пара и перегрев сухого пара в пароперегревателе при давлении в котле $p_2 = const$. Таким образом, удельное количество теплоты q_1 , подведенное к воде в этом цикле, определяется расстоянием по ординате между точками 1 и 3, а отведенное q_2 – между точками 2 и 2'.

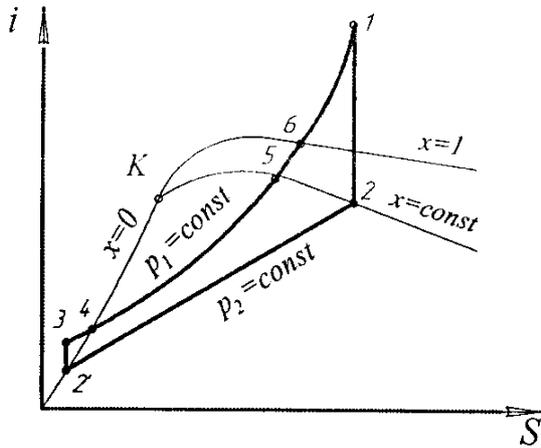


Рис. 83. Цикла Ренкина в i, S -диаграмме

Применение i, S -диаграммы значительно облегчает расчеты термодинамических процессов и циклов, так как количество теплоты в этой диаграмме изображается отрезками прямых линий по ординате между начальными и конечными точками процессов. Напомним, что при невысоких давлениях в расчетах цикла Ренкина делают следующие допущения:

- не учитывают повышения температуры воды при адиабатном сжатии в насосе (практически точки 3 и 2' в T, S -диаграмме сливаются);

- полагают, что изобары жидкости сливаются с пограничной кривой жидкости вследствие того, что удельный объем воды весьма мал по сравнению с объемом пара;

- пренебрегают работой насоса.

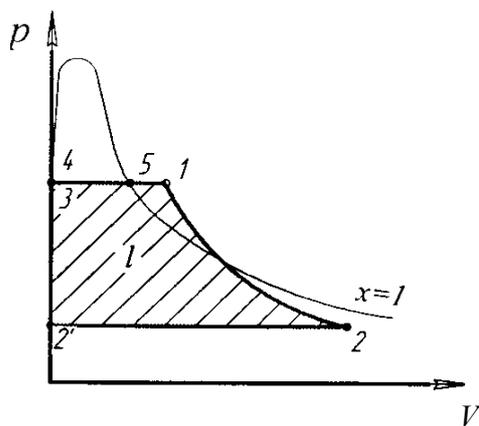


Рис. 84. Цикл Ренкина в p, V -диаграмме с учетом принятых допущений

Поэтому цикл Ренкина с учетом этих допущений принимает вид, изображенный на рис. 84, а термический КПД паротурбинного цикла определяется по приближенной формуле:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2'}$$

расход в $\left(\frac{\text{кг}}{\text{МДж}}\right)$ пара определяется как

$$d_T = \frac{1000}{i_1 - i_2'}$$

где i_1 и i_2 – удельные энтальпии, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Теоретический удельный расход в $\left(\frac{\text{кг}}{\text{кВт} \cdot \text{ч}}\right)$ пара: $d_T = \frac{3600}{i_1 - i_2'}$.

17.3. Влияние основных параметров на КПД цикла Ренкина

Исследование термического КПД цикла Ренкина при различных начальных и конечных состояниях пара позволяет сделать вывод, что с увеличением начального давления и начальной температуры пара и понижением конечного давления в конденсаторе КПД ПТУ растет.

17.3.1. Влияние начального давления пара

При увеличении начального давления пара и одном и том же конечном давлении в конденсаторе термический КПД паротурбинной установки значительно увеличивается, а удельный расход пара d_T уменьшается. Увеличение давления с p_1 до p'_1 связано с повышением температуры насыщенного пара, т. е. с повышением средней температуры подвода теплоты, это наглядно представлено в T, S -диаграмме (рис. 85). Возрастание средней температуры подвода и отвода теплоты в конденсаторе при $p = const$ приводит к увеличению КПД цикла. Следовательно, не начальное давление является причиной увеличения КПД паросиловой установки, а увеличение средней температуры подвода теплоты.

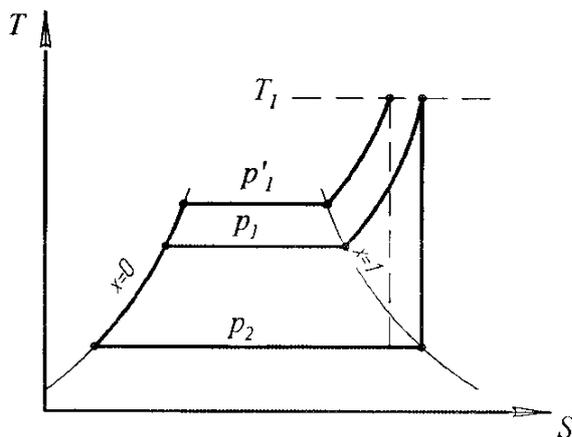


Рис. 85. Влияние начального давления пара в T, S -диаграмме

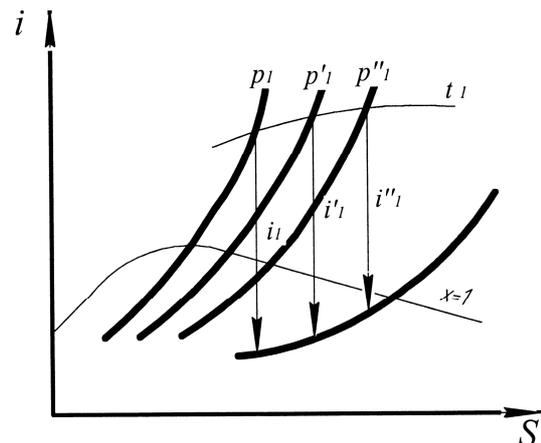


Рис. 86. Влияние начального давления пара в i, S -диаграмме

Из i, S -диаграммы (рис. 86) можно установить, что с увеличением начального давления пара увеличивается адиабатное теплопадение i_1 , но повышается конечная влажность пара и капли воды разрушают лопатки последних ступеней турбины. Конечная влажность пара свыше 13–14 % не допускается. На рис. 87 приведен график зависимости термического КПД от начального давления для цикла Ренкина при $t_1 = 550$ °С и $p_2 = 4$ кПа.

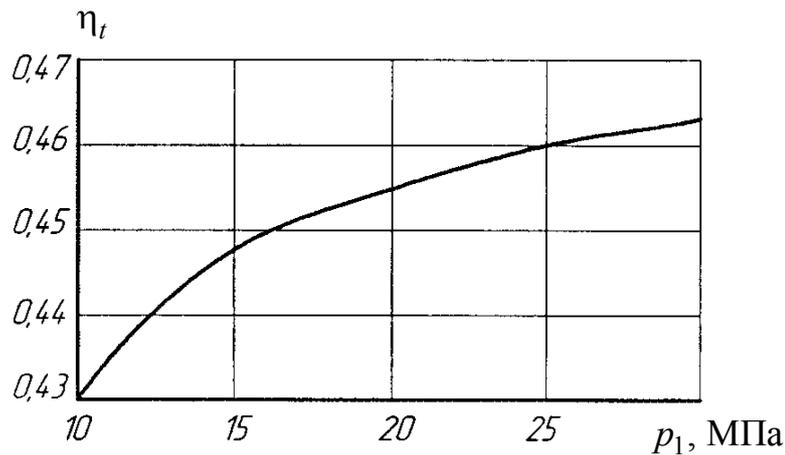


Рис. 87. График зависимости η_t от p_1 для цикла Ренкина при $t_1 = 550^\circ\text{C}$ и $p_2 = 4$ кПа

17.3.2. Влияние начальной температуры пара

При повышении начальной температуры пара происходит увеличение термического КПД η_t паротурбинной установки, так как увеличивается среднеинтегральная температура подвода теплоты и при этом растет адиабатное теплопадение (рис. 88).

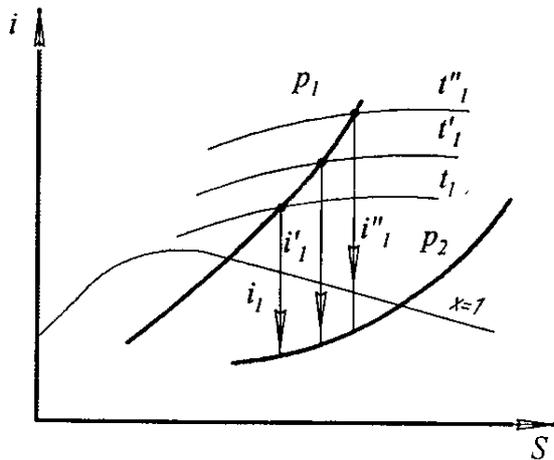


Рис. 88. Влияние начальной температуры пара на термический КПД

Увеличение η_t будет более значительным, если с увеличением температуры возрастает и начальное давление пара, но уменьшается удельный расход пара. Например, при начальном давлении $p_1 = 2$ кПа и повышении температуры с 400 до 550°C КПД цикла увеличивается с $0,332$ до $0,355$. Если же одновременно увеличивается и давление, например до 20 кПа при тех же условиях, то КПД цикла возрастает с $0,405$ до $0,434$.

На рис. 89 приведена зависимость термического КПД обратимого цикла Ренкина от начального давления для различных значений t_1 .

На рис. 90 приведен график зависимости η_t от t_1 , в котором начальное давление пара $p_1 = 16,7$ МПа, а давление пара в конденсаторе $p_2 = 4$ кПа.

В настоящее время основными параметрами пара, используемого на электростанциях, являются $p_1 = 24$ МПа и $t_1 = 565^\circ\text{C}$. Имеются установки с параметрами пара $p_1 = 30$ МПа и начальной температурой до $t_1 = 600\div 650^\circ\text{C}$. Дальнейшее повышение начальных параметров пара ограничивается свойствами существующих конструкционных материалов: при высоких давлениях и температурах прочностные характеристики перлитных сталей ухудшаются и их за-

меняют значительно более дорогими аустенитными сталями. Хотя при этом за счет повышения p_1 и t_1 величина термического КПД несколько возрастает, но увеличиваются и капитальные затраты.

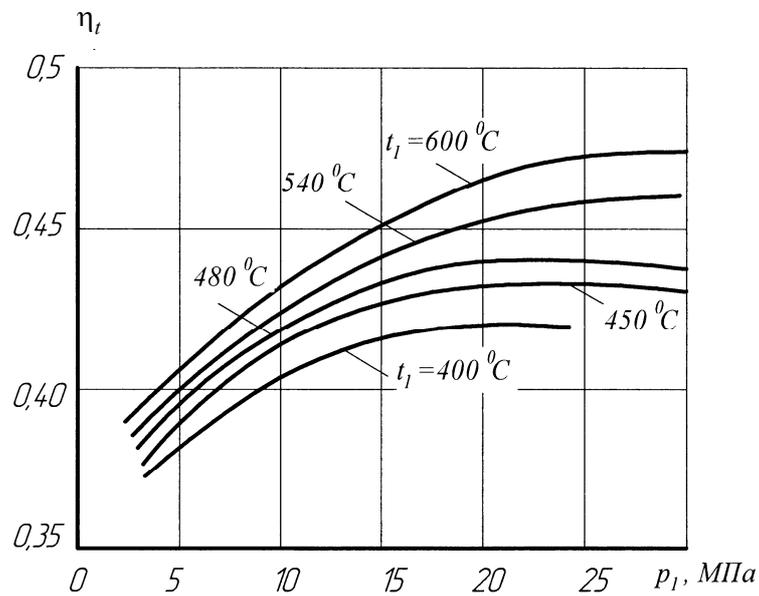


Рис. 89. График зависимости η_t от p_1 для цикла Ренкина при различных значениях t_1

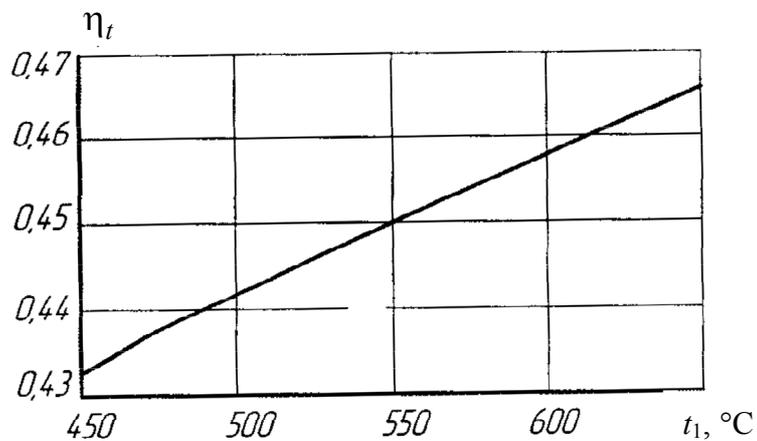


Рис. 90. График зависимости η_t от t_1 при $p_1 = 16,7$ МПа и $p_2 = 4$ кПа

17.3.3. Влияние конечного давления в конденсаторе

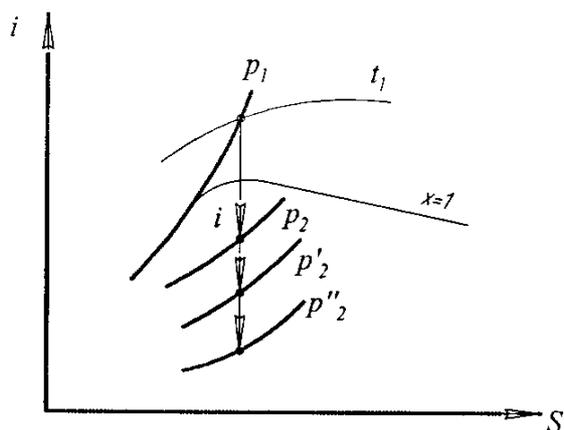


Рис. 91. Влияние конечного давления в конденсаторе на термический КПД

Понижение давления в конденсаторе является особенно эффективным средством для повышения η_t (рис. 91). Так как в двухфазной области давление однозначно связано с температурой, то уменьшение давления p_2 означает падение температуры отвода тепла t_2 в цикле, таким образом, температурный интервал цикла расширяется и термический КПД растет. Из i, S -диаграммы видно, что понижение давления в конденсаторе значительно снижает среднеинтегральную

температуру отвода теплоты и увеличивает адиабатное теплопадение i , а следовательно, и η_t .

17.4. Цикл с вторичным перегревом пара

Исследование работы ПТУ показывает, что повышение начального давления и уменьшение конечного давления ведет к увеличению термического КПД η_t . Однако повышение начального давления увеличивает конечную влажность пара (допустимое значение степени сухости пара на выходе из турбины должно быть не ниже $x = 0,86 \div 0,88$). Для уменьшения влажности пара в конце расширения повышают его начальную температуру. Как отмечено ранее, одним из способов, позволяющих снизить влажность пара на выходе из турбины, является перегрев пара. Применение перегрева пара приводит к увеличению термического КПД цикла и одновременно сдвигает в T, S -диаграмме точку, соответствующую состоянию пара на выходе из турбины, вправо, в область более высоких степеней сухости (рис. 92).

При одной и той же температуре перегрева пара применение более высокого давления увеличивает коэффициент заполнения цикла и, следовательно, термический КПД цикла, но одновременно уменьшает степень сухости пар на выходе из турбины и внутренней относительный КПД турбины. Выходом из положения было бы дальнейшее повышение температуры перегрева (пунктир на рис. 93). Возможность дальнейшего повышения температуры ограничивается свойствами конструкционных материалов.

Одним из способов повышения степени сухости пара на выходе из турбины является вторичный его перегрев (рис. 94). Перегретый пар из котла с начальными давлением и температурой поступает в первый цилиндр турбины, состоящей из нескольких ступеней, где расширяется по адиабате до некоторого p'_1 . Образовавшийся пар отводят в специальный перегреватель, где он подвергается вторичному перегреву при постоянном давлении. Затем его снова возвращают в турбину, где пар продолжает расширяться до давления в конденсаторе.

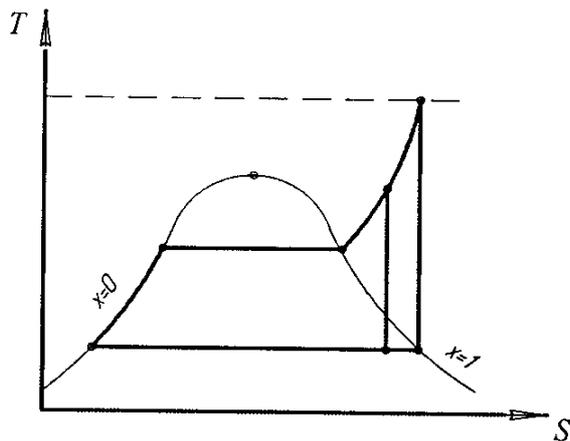


Рис. 92. Увеличение степени сухости пара за счет повышения температуры перегрева

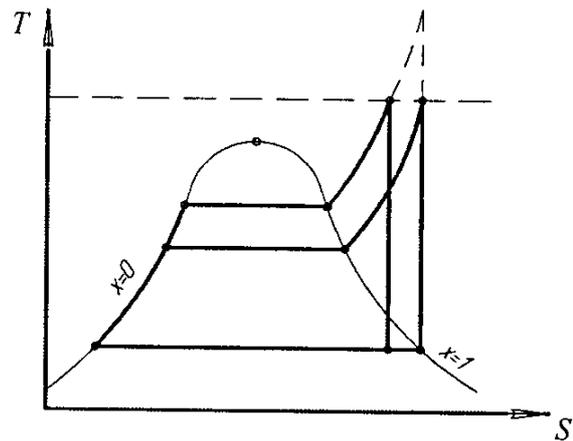


Рис. 93. Увеличение степени сухости пара за счет повышения температуры перегрева

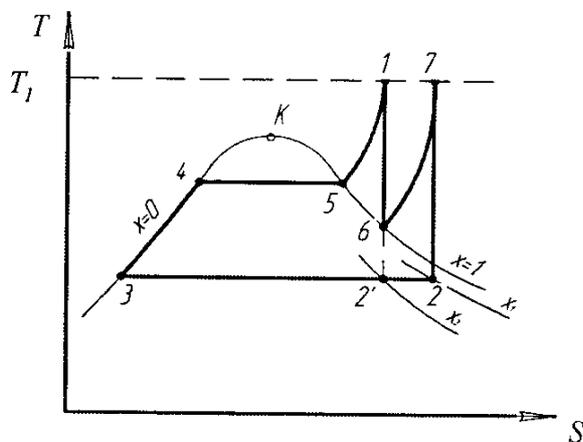


Рис. 94. Цикл с вторичным перегревом пара

(1) 1 соответствует начальному состоянию пара;

(2) 2 соответствует конечному состоянию пара за турбиной после вторичного перегрева;

(2') 2' соответствует конечному состоянию пара при отсутствии вторичного перегрева, конечная сухость в результате введения промежуточного перегрева повышается от x_2 до x_1 .

Термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_6) - (i_7 - i_2)}{(i_1 - i_3) + (i_7 - i_6)},$$

где $(i_1 - i_6)$ и $(i_7 - i_2)$ – адиабатное теплопадение.

Количество теплоты, подведенное в котле и первом перегревателе:

$$q_1 = i_1 - i_3.$$

Количество теплоты, подведенное во втором перегревателе: $q_2 = i_7 - i_6$.

Удельный расход пара определяется как: $d_T = \frac{1000}{(i_1 - i_6) + (i_7 - i_2)}, \frac{\text{кг}}{\text{МДж}}$.

17.5. Регенеративный цикл паротурбинной установки

Для повышения термического КПД цикла паротурбинной теплосиловой установки, так же, как и в газотурбинных установках, применяется регенерация тепла. Условный предельно-регенеративный цикл паротурбинной установки изображен на рис. 95.

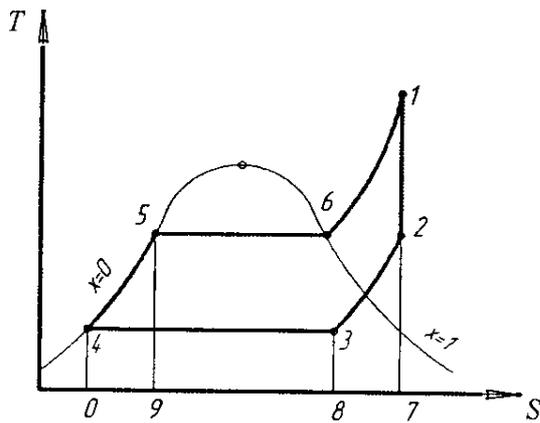


Рис. 95. Предельно-регенеративный цикл паротурбинной установки

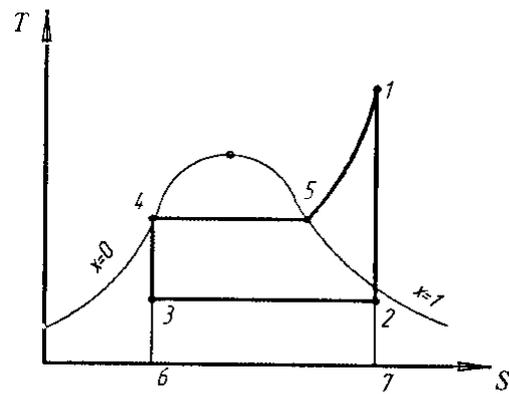


Рис. 96. Цикл, эквивалентный по термическому КПД предельно-регенеративному циклу ПТУ

В этом цикле подогрев питательной воды (процесс 4–5) производится за счет отведенного количества теплоты в процессе 2–3. При этом количество теплоты, отведенное в процессе 2–3 и измеряемое площадью 27832, равно количеству теплоты, подводимому в процессе 4–5 и измеряемому площадью 04590. Равенство площадей возможно только тогда, когда кривые 4–5 и 2–3 эквидистантны. Так как средняя температура подвода теплоты от внешнего источника к рабочему телу получается выше, чем у обычного цикла Ренкина, то регенеративный цикл имеет более высокий КПД, но он будет все же меньшим, чем у цикла Карно, если взять последний в том же интервале температур.

Из рассмотренного на рис. 94 цикла следует, что использованная теплота на участке 2–3 для подогрева воды в процессе 4–5 уменьшает удельную полезную работу пара в регенеративном цикле по сравнению с обычным циклом, т. е. регенеративный цикл характеризуется бóльшим удельным расходом пара. Ввиду равенства площадей под кривыми процессов 2–3 и 4–5 цикл, изображенный на рис. 95, можно заменить эквивалентным по термическому КПД циклом (рис. 96). Термический КПД такого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 (S_1 - S'_1)}{(i_1 - i'_1)},$$

где T_2 – абсолютная температура пара в конденсаторе, К; S_1 – энтропия перегретого пара; S'_1 – энтропия кипящей жидкости при начальном давлении; i_1 – удельная энтальпия перегретого пара; i'_1 – удельная энтальпия кипящей жидкости при начальном давлении p_1 .

По указанной формуле может быть рассчитан термический КПД предельно регенеративного цикла ПТУ.

На практике регенеративный подогрев питательной воды осуществляется в нескольких последовательно включенных подогревателях, в каждый из которых поступает небольшое количество пара, отбираемого из соответствующей ступени турбины. При таком способе отбора пара через отдельные ступени турбины протекает постепенно уменьшающееся количество пара, причем бóльшая его часть, которая не принимала участия в подогреве воды, будет, как

в цикле Ренкина, расширяться до давления в конденсаторе. Прямое изображение цикла ПТУ с регенерацией в термодинамических диаграммах невозможно, так как при каждом отборе количество пара меняется от ступени к ступени. В зависимости от способа включения греющего пара и конденсата в общую сеть питательной воды возможны различные схемы регенерации, отличающиеся друг от друга как по эксплуатационным, так и по экономическим характеристикам. На рис. 97 изображена каскадная схема ПТУ с тремя отборами пара для подогрева питательной воды.

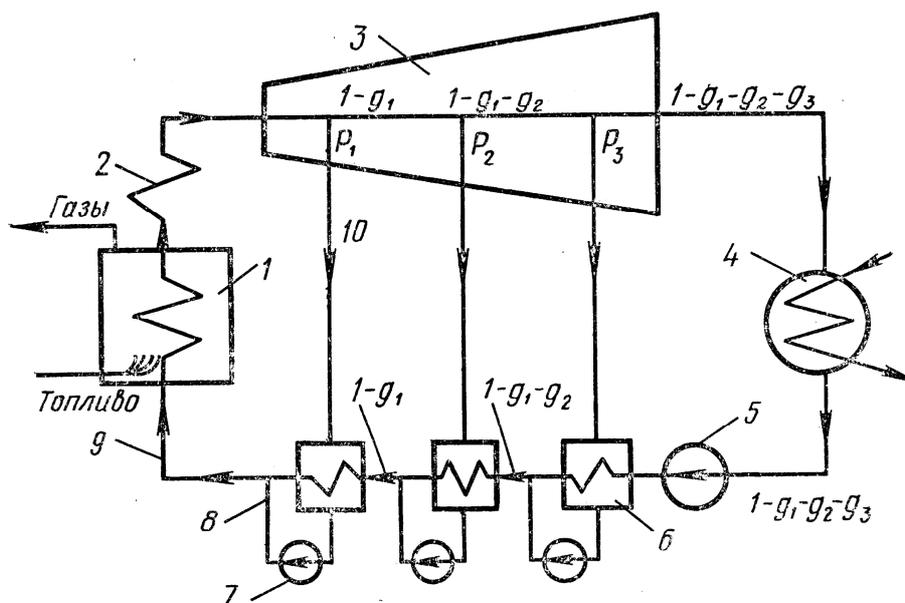


Рис. 97. Каскадная схема ПТУ с тремя отборами пара для подогрева питательной воды:
 1 – паровой котел; 2 – пароперегреватель; 3 – паровая турбина; 4 – конденсатор;
 5 – насос питательной воды; 6 – поверхностный подогреватель; 7 – дренажный насос;
 8 – конденсат греющего пара; 9 – питательная вода;
 10 – греющий пар из отбора турбины

Поступающий из котла 1 пар в турбину 3 имеет давление p_1 , температуру t_1 и удельную энтальпию i_1 ; в конденсаторе 4 – p_2 , t_2 и i_2 . Через турбину проходит не весь пар. Из каждого килограмма пара, поступившего в паровую турбину, отбирается:

- q_1 в первый подогреватель 6 с удельной энтальпией i' , давлением p' и температурой t' ;

- q_2 во второй подогреватель с параметрами i'' , p'' и t'' ;

- q_3 в третий подогреватель с параметрами i''' , p''' и t''' .

Отводится в конденсатор q пара. Тогда $q + q_1 + q_2 + q_3 = 1$.

Образующийся конденсат после турбины при давлении p_2 и температуре t_2 подается конденсатным насосом 5 последовательно через три подогревателя 6 и, нагреваясь до температуры более высокой, чем температура воды в конденсаторе, нагнетается питательным насосом 5 в котел. Температура питательной воды t' , удельная энтальпией $i_{п.в.}$. Удельная полезная работа пара в идеальной турбине с регенерацией меньше, чем $(i_1 - i_2)$, удельная работа пара в цикле

определяется как сумма работ от потоков пара, проходящих через турбину:
 $l = l_1 + l_2 + l_3 + l_4$.

Термический КПД регенеративного цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{l}{q_1},$$

где q_1 – удельное количество теплоты, определяемое как разность $(i_1 - i_{п.в})$; $i_{п.в}$ – удельная энтальпия питательной воды при температуре t' , равной температуре насыщения пара при давлении пара в первом отборе p' .

До первого отбора через турбину проходит 1 кг пара, поэтому $l_1 = i_1 - i'$.

Между первым и вторым отборами расширяется $(1 - q_1)$ кг пара, удельная работа которого $l_2 = (1 - q_1) \cdot (i' - i'')$. Между вторым и третьим отборами расширяется $(1 - q_1 - q_2)$ кг пара. В этом случае $l_3 = (1 - q_1 - q_2) \cdot (i'' - i''')$. Между третьим отбором и конденсатором удельная работа пара $l_4 = (1 - q_1 - q_2 - q_3) \cdot (i''' - i_2)$.

Работа турбины определяется как сумма работ всех ступеней:

$$l_4 = i_1 - i' \cdot q_1 - i'' \cdot q_2 - i''' \cdot q_3 - i_2 \cdot q.$$

Термический КПД регенеративного цикла:

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{i_1 - i' \cdot q_1 - i'' \cdot q_2 - i''' \cdot q_3 - i_2 \cdot q}{i_1 - i_{п.в}}.$$

Удельный расход пара, кг на 1 МДж:

$$d = \frac{1000}{l} = \frac{1000}{i_1 - i' \cdot q_1 - i'' \cdot q_2 - i''' \cdot q_3 - i_2 \cdot q}.$$

Удельную энтальпию пара в местах отбора удобно определять по i, S -диаграмме.

Введение регенерации для подогрева питательной воды увеличивает термический КПД цикла ПТУ на 10–14 %, при этом чем больше начальные параметры пара, тем выше экономия. Применение регенерации уменьшает проходные сечения между лопатками в последней ступени, а следовательно, уменьшает ее габариты. Регенеративный подогрев питательной воды уменьшает необратимость процесса передачи теплоты в котле от горячих газов к рабочему телу, так как средняя температура рабочего тела повышается вследствие увеличения начальной температуры, а это, в свою очередь, уменьшает разность температур между горячими газами и рабочим телом.

17.6. Теплофикационные циклы

В процессе выработки электроэнергии на теплоэлектростанциях большое количество тепла передается холодному источнику – охлаждающей конденсатор воде и, таким образом, бесполезно теряется. Количество тепла, отдаваемое холодному источнику, q_2 , можно уменьшить за счет увеличения термического КПД цикла, однако полностью устранить нельзя, так как в соответствии со вторым законом термодинамики передача определенного количества тепла холодному источнику является неизбежной.

Если устранить передачу тепла холодному источнику в принципе невозможно, то нельзя ли использовать это тепло? Как известно, для производственных и бытовых нужд потребляется значительное количество тепла в виде горячей воды и пара в разного рода технологических процессах, для отопления зданий и горячего водоснабжения. В обычных конденсаторных паротурбинных теплосиловых установках давление в конденсаторе поддерживается равным примерно 4 кПа, т. е. конденсация пара происходит при температуре около 28–29 °С. Тепло, отдаваемое охлаждающей воде в таком конденсаторе, имеет низкий температурный потенциал и не может быть использовано для производственных или бытовых нужд; ведь для технологических целей, как правило, используется насыщенный водяной пар давлением от 250 до 2000–3000 кПа, а для отопления – насыщенный водяной пар давлением 150–260 кПа или горячая вода температурой, достигающей в некоторых установках 180 °С.

Для того чтобы иметь возможность использовать тепло, отдаваемое конденсирующимся паром, нужно увеличить давление в конденсаторе, т. е. увеличить температуру, при которой конденсируется этот пар. Повышение нижней температуры цикла приведет к некоторому уменьшению величин термического КПД и, следовательно, к уменьшению выработки электроэнергии при тех же, что и раньше, затратах топлива. Поэтому с точки зрения экономичности собственно цикла такая операция является невыгодной. Однако возможность получения больших количеств тепла для технологических и бытовых нужд за счет некоторого сокращения выработки электроэнергии оказывается весьма выгодной (избавляет от необходимости сооружать специальные отопительные котельные, как правило, небольшие, имеющие сравнительно невысокий КПД и поэтому требующие повышенного расхода топлива, а также нерационально использующие тепло высокого температурного потенциала при сжигании топлива для нагрева низкотемпературного рабочего тела, что невыгодно из-за уменьшения работоспособности системы).

Комбинированная выработка на электростанциях электроэнергии и тепла называется *теплофикацией*, а турбины, применяемые на таких электростанциях, – *теплофикационными*. Тепловые электростанции, осуществляющие комбинированную выработку электроэнергии и тепла, называются *теплоэлектроцентралями* (ТЭЦ) в отличие от чисто *конденсационных электростанций* (КЭС), производящих только электроэнергию. Цикл теплофикационной паросиловой установки изображен в T, S -диаграмме на рис. 98. В этой диаграмме работа цикла, как обычно, изображается площадью 1235461 , а площадь $A32BA$ представляет собой тепло q_2 , отданное внешнему потребителю. Принципиальная тепловая схема ТЭЦ представлена на рис. 99.

Давление p_2 определяется производственными условиями, и чем выше его значение, тем меньше выработка механической работы и тем меньше термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{l}{q_1}.$$

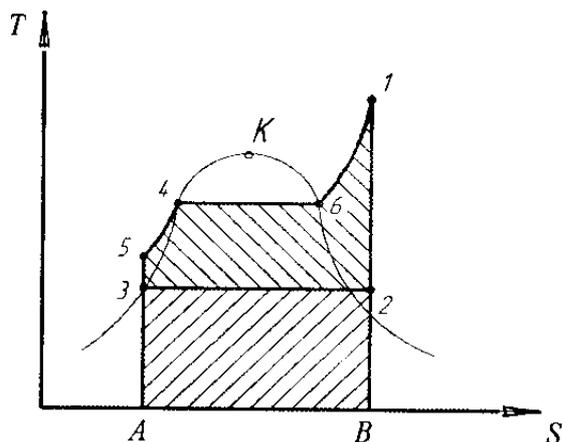


Рис. 98. Цикл теплофикационной паросиловой установки в T, S -диаграмме

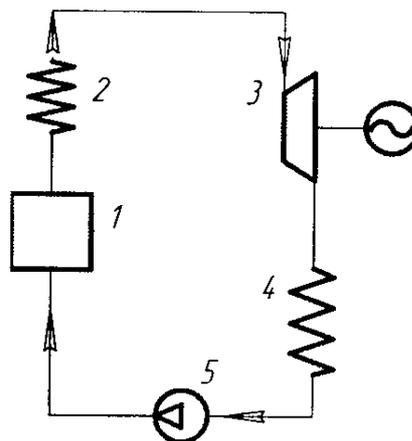


Рис. 99. Схема ТЭЦ: 1 – паровой котел; 2 – перегреватель; 3 – паровая турбина; 4 – тепловой потребитель; 5 – насос

Степень использования теплоты в установке:

$$K = \frac{l + q_2}{q_1} \text{ или } K = \frac{N + Q}{B Q_H^p},$$

где l – удельное количество теплоты, превращенное в работу, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$; q_2 – удель-

ное количество теплоты, использованное тепловыми потребителями, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$; N –

электрическая мощность установки, Вт; Q_H^p – теплота сгорания топлива, Дж.

Величина K тем ближе к единице, чем совершеннее установка, т. е. чем меньше потери тепла в котлоагрегате и паропроводе, механические потери в турбине, механические и электрические потери в электрогенераторе.

Контрольные вопросы

1. Чем отличается паротурбинная установка от двигателей внутреннего сгорания?
2. Цикл Карно для насыщенного пара.
3. Чем отличается цикл Ренкина от цикла Карно?
4. Изобразите цикл Ренкина в p, V - и T, S -диаграммах.
5. Как определить термический КПД и удельный расход пара в цикле Ренкина?
6. Каково влияние начального давления пара на термический КПД цикла Ренкина?
7. Каково влияние начальной температуры пара на термический КПД цикла Ренкина?
8. Каково влияние конечного давления пара на термический КПД цикла Ренкина?
9. Цикл ПТУ с вторичным перегревом пара.
10. Описать регенеративный цикл ПТУ.

Задачи

Задача 1. Определить КПД идеального цикла Ренкина при начальной температуре пара $t_1 = 500$ °С и конечном давлении $p_2 = 0,01$ МПа. Задачу решить, когда начальное давление 1) $p_1 = 2,0$ МПа; 2) $p_1 = 5,0$ МПа; 3) $p_1 = 10,0$ МПа.

Решение

Термический КПД идеального цикла Ренкина: $\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_2}$.

Удельные энтальпии водяного пара, согласно таблицам водяного пара:

1) начальное давление $p_1 = 2,0$ МПа:

$$i_1 = 3470 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i_2 = 2360 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i'_2 = 192 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \eta_t = \frac{3470 - 2360}{3470 - 192} = 0,34.$$

2) начальное давление $p_1 = 5,0$ МПа:

$$i_1 = 3440 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i_2 = 2210 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i'_2 = 192 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \eta_t = \frac{3440 - 2210}{3440 - 192} = 0,38.$$

3) начальное давление $p_1 = 10,0$ МПа:

$$i_1 = 3380 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i_2 = 2100 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i'_2 = 192 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \eta_t = \frac{3380 - 2100}{3380 - 192} = 0,402.$$

С увеличением начального давления термический КПД цикла Ренкина возрастает.

Задача 2. Определить КПД идеального цикла Ренкина при начальном давлении пара $p_1 = 4,0$ МПа и начальной температуре $t_1 = 500$ °С, если конечное давление 1) $p_2 = 0,2$ МПа; 2) $p_2 = 0,05$ МПа; 3) $p_2 = 0,005$ МПа.

Решение

Термический КПД идеального цикла Ренкина: $\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_2}$.

Удельные энтальпии водяного пара, согласно таблицам водяного пара:

1) конечное давление $p_2 = 0,2$ МПа:

$$i_1 = 3450 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i_2 = 2700 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i'_2 = 505 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \eta_t = \frac{3450 - 2700}{3450 - 505} = 0,255.$$

2) конечное давление $p_2 = 0,05$ МПа:

$$i_1 = 3450 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i_2 = 2470 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i'_2 = 340 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \eta_t = \frac{3450 - 2470}{3450 - 340} = 0,315.$$

2) конечное давление $p_2 = 0,005$ МПа:

$$i_1 = 3450 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i_2 = 2170 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; i'_2 = 138 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \eta_t = \frac{3450 - 2170}{3450 - 138} = 0,387.$$

С уменьшением конечного давления при одинаковых начальных параметрах термический КПД цикла Ренкина возрастает.

Задача 3. Паротурбинная установка работает по циклу Ренкина с перегретым паром при начальных параметрах $p_1 = 2,0$ МПа и $t_1 = 500$ °С и конечном давлении $p_2 = 0,005$ МПа. Определить термический КПД цикла и удельный расход пара.

Решение

По i, S -диаграмме или таблицам водяного пара определяем:

$$i_1 = 3250 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \quad i_2 = 2180 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \quad i'_2 = 138 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \quad x_2 = 0,84.$$

Термический КПД идеального цикла Ренкина:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_2} = \frac{3250 - 2180}{3250 - 138} = 0,344.$$

Удельный расход пара: $d = \frac{1000}{i_1 - i_2} = \frac{1000}{3250 - 2180} = 0,93 \frac{\text{кг}}{\text{МДж}}.$

Если двигатель работает на сухом насыщенном паре, то

$$i_1 = 2800 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \quad i_2 = 19400 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \quad i'_2 = 138 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Термический КПД идеального цикла Ренкина: $\eta_t = \frac{2800 - 1940}{2800 - 138} = 0,323.$

Удельный расход пара: $d = \frac{1000}{2800 - 1940} = 1,16 \frac{\text{кг}}{\text{МДж}}.$

18. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

18.1. Основные понятия о работе холодильных установок

В соответствии со вторым законом термодинамики отмечалось, что при обратном цикле Карно можно, затрачивая механическую работу, отнять теплоту от источника с низкой температурой и перенести ее к источнику с более высокой температурой. Машины, непрерывно поддерживающие температуры тел ниже температуры окружающей среды, называют *холодильными*.

Искусственное охлаждение помещений и различных тел находит широкое применение в народном хозяйстве (при строительстве подземных железных дорог, в угольных бассейнах, в горных рудниках, в химической и газовой промышленности, на машиностроительных заводах, где производится термическая обработка деталей машин при низких температурах). Холод имеет огромное значение для сохранения пищевых продуктов. Кондиционирование воздуха создает благоприятные условия в производственных и общественных зданиях и т. д. Для получения холода используются различные установки, в которых применяют в качестве рабочего тела газообразные тела.

Холодильные установки можно разделить на две группы.

К первой группе относятся газовые или воздушные установки, в которых впервые было осуществлено промышленное получение холода. Ввиду малого холодильного эффекта и больших габаритов отдельных аппаратов такие установки не получили широкого распространения. *Ко второй группе* относятся компрессорные паровые установки. Рабочим телом (холодильным агентом) в них являются пары различных веществ: аммиака NH_3 , углекислоты CO_2 , сернистого ангидрида SO_2 , фреонов (фторхлорпроизводных углеводородов), характерным представителем которых является фреон-12 (CF_2Cl_2), и др. Паровые холодильные установки, обладающие большой надежностью действия, получили в промышленности самое широкое распространение.

Кроме газовых и паровых существуют холодильные установки: парожетторные и абсорбционные. В них для производства холода затрачивается не механическая работа, а теплота какого-либо рабочего тела с высокой температурой. В *парожетторной* холодильной машине для сжатия холодильного агента используется кинетическая энергия струи рабочего пара произвольного вещества. Парожетторная холодильная установка отличается невысоким термодинамическим совершенством и в промышленности применяется редко. Более широкое распространение получили абсорбционные холодильные установки. В них для получения холодильного эффекта используется (как и в парожетторных) энергия в виде теплоты. Холодильная установка в отличие от теплового двигателя работает по обратному, или холодильному, циклу, наиболее совершенным типом которого является обратимый обратный цикл Карно (рис. 100).

В процессе $1-4$ к холодильному агенту подводится удельное количество теплоты q_2 , отнимаемое от охлаждаемых тел; оно изображается площадью 51465 .

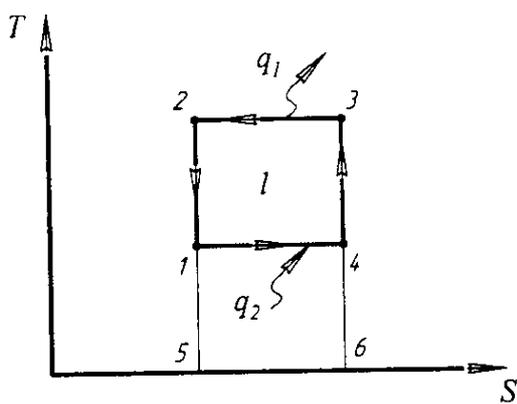


Рис. 100. Обратимый обратный цикл Карно

В процессе 2–3 от холодильного агента отводится удельное количество теплоты q_1 , изображаемое площадью 23652. Это количество теплоты передается верхнему источнику теплоты при температуре, равной постоянной температуре в процессе 3–2. Площадь 12341 эквивалентна затрачиваемой механической работе.

Показателем совершенства обратного цикла является *холодильный коэффициент*

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l}$$

Чем больше отнимается удельного количества теплоты q_2 и чем меньше при этом затрачивается механической работы или чем больше ε , тем совершеннее холодильный цикл. Холодильный коэффициент произвольного обратного цикла меньше по сравнению с холодильным коэффициентом обратного цикла Карно.

18.2. Цикл воздушной холодильной установки

Воздушная холодильная установка была одним из первых типов холодильных установок, примененных на практике.

Схема воздушной холодильной установки представлена на рис. 101.

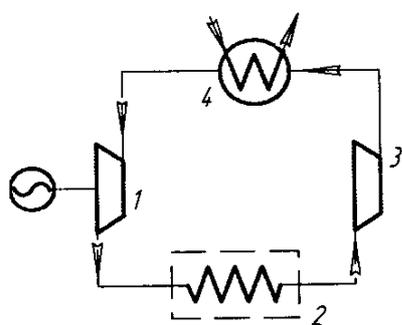


Рис. 101. Воздушная холодильная установка

Хладоагент (воздух) расширяется в детандере 1 от давления p_1 до давления p_2 , совершая работу, отдаваемую детандером внешнему потребителю (например, производя электроэнергию с помощью соединенного с детандером электрогенератора). Воздух, охлажденный в результате процесса адиабатного расширения в детандере от температуры T_1 до температуры T_2 , поступает в охлаждаемый объем 2, из которого он отбирает тепло.

Процесс передачи тепла от охлаждаемого объема к воздуху происходит при постоянном давлении воздуха ($p_2 = const$). Отвод тепла из охлаждаемого объема возможен только в том случае, если температура воздуха в течение всего изобарного процесса отбора тепла будет меньше, чем температура охлаждаемого объема.

Температура воздуха на выходе из охлаждаемого объема T_3 может сравняться с температурой охлаждаемых тел; на практике же она всегда немного ниже этой температуры. По выходе из охлаждаемого объема воздух направляется в компрессор 3, где его давление повышается от p_2 до p_1 (при этом температура воздуха возрастает от T_3 до T_4). Сжатый компрессором воздух поступает

в охладитель 4. Охладитель представляет собой теплообменник поверхностного типа, в котором температура воздуха снижается вследствие отдачи тепла охлаждающей воде, циркулирующей через охладитель. Температура воздуха на выходе из охладителя T_1 может быть сделана сколь угодно близкой к температуре охлаждающей воды, однако на практике температура воздуха всегда несколько выше температуры охлаждающей воды. Процесс в охладителе происходит при постоянном давлении воздуха ($p_1 = const$).

Цикл воздушной холодильной установки в p, V - и T, S -диаграммах изображен на рис. 102.

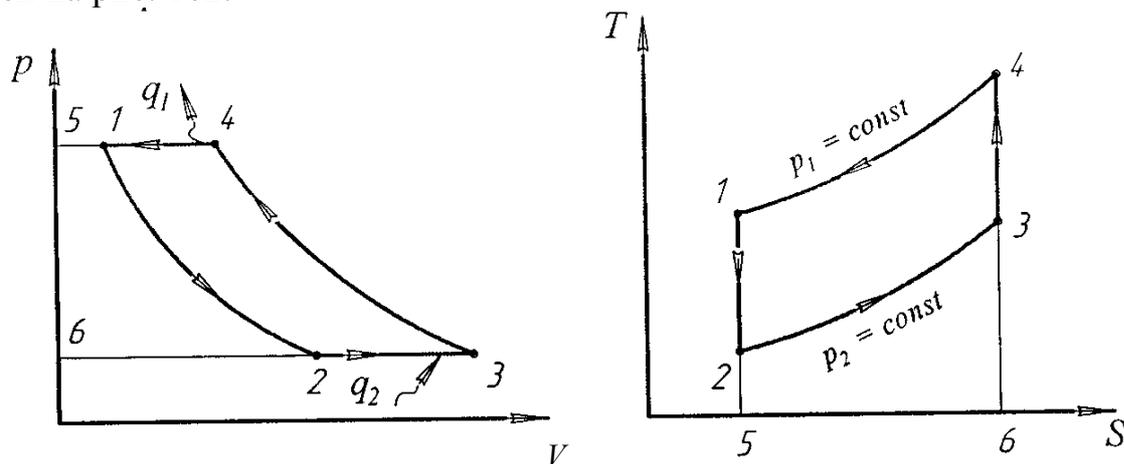


Рис. 102. Цикл воздушной холодильной установки в p, V - и T, S -диаграммах

Здесь:

- 1-2 – адиабатный процесс расширения воздуха в детандере;
- 2-3 – изобарный процесс отвода тепла из охлаждаемого объема;
- 3-4 – процесс сжатия в компрессоре;
- 4-1 – изобарный процесс охлаждения воздуха в охладителе;
- 3-4-1 – линия сжатия воздуха;
- 1-2-3 – линия расширения.

Работа, затрачиваемая на привод компрессора, изображается площадью 54365, а работа, производимая воздухом в детандере, – площадью 51265. Следовательно, работа, затрачиваемая в цикле воздушной холодильной установки, $l_{ц}$ изображается площадью 12341. Процесс в компрессоре может осуществляться либо по адиабате, либо по изотерме, либо по политропе с показателем $1 < n < k$.

При одном и том же отношении давлений $\frac{p_1}{p_2}$ наибольшее увеличение температуры газа в компрессоре имеет место при адиабатном сжатии. Теплоотвод от воздуха интенсифицируется при увеличении температурного перепада между воздухом и водой. Однако при заданной температуре охлаждающей воды увеличение температуры воздуха влечет за собой увеличение затраты работы.

Как видно из T, S -диаграммы, цикл воздушной холодильной машины можно рассматривать как обращенный цикл газотурбинной установки со сгоранием

при $p = const$ и адиабатным сжатием воздуха в компрессоре. В T, S -диаграмме тепло q_2 , отводимое из охлаждаемого объема, изображается площадью 52365; работа, затрачиваемая в цикле, $l_{\text{н}}$, – площадью 12341; и тепло, отдаваемое охладителю, q_1 , – площадью 15641.

Давление воздуха в воздушных холодильных установках обычно невелико (как правило, не выше 500 кПа). С помощью воздушных холодильных установок температура в охлаждаемом объеме может поддерживаться в широком диапазоне. Поэтому при расчетах циклов воздушных холодильных установок воздух в общем случае следует рассматривать как реальный газ. Однако в тех случаях, когда температура в охлаждаемом объеме значительно выше критической температуры воздуха (последняя равна $-140,7$ °С, или 132,3 К), воздух можно считать идеальным газом с постоянной теплоемкостью.

Тепло q_2 , отбираемое воздухом из охлаждаемого объема (холодного источника) в изобарном процессе 2–3, равно: $q_2 = i_3 - i_2$, а тепло q_1 , отдаваемое воздухом охлаждающей воде в холодильнике (горячему источнику) в изобарном процессе 4–1, равно: $q_1 = i_4 - i_1$. Считая воздух идеальным газом с постоянной удельной теплоемкостью, получаем: $q_2 = c_p (T_3 - T_2)$ и $q_1 = c_p (T_4 - T_1)$.

Холодильный коэффициент цикла воздушной холодильной установки:

$$\varepsilon = \frac{T_3 - T_2}{(T_4 - T_1) - (T_3 - T_2)} = \frac{1}{\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} - 1}.$$

Для адиабатных процессов 3–4 и 1–2: $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}}$ и $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$.

Для изобарных процессов подвода и отвода теплоты: $p_1 = p_4$ и $p_2 = p_3$.

Тогда холодильный коэффициент цикла:

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad \text{или} \quad \varepsilon = \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}.$$

По внешнему виду последнее уравнение совпадает с формулой для ε обратного обратного холодильного цикла Карно. Однако это сходство чисто внешнее: в обратном цикле Карно T_2 – это температура, равная в пределе температуре охлаждаемого объекта (обозначим ее через T_{II}), тогда как в цикле воздушной холодильной машины T_2 значительно ниже, чем T_{II} (в этом цикле температура T_{II} равна в пределе температуре T_3). Отсюда следует, что при одном и том же значении T_1 холодильный коэффициент обратного цикла Карно выше холодильного коэффициента цикла воздушной холодильной машины. Это видно из T, S -диаграммы на рис. 103, на которой изображены осуществляе-

мые в одном и том же интервале температур от T_I (так обозначим температуру охлаждающей воды, т. е. горячего источника) до T_{II} обратный цикл Карно (15361) и цикл воздушной холодильной установки (12341). Как видно из этой диаграммы, в цикле воздушной холодильной установки отбирается меньше тепла, чем в обратном цикле Карно (соответственно площади 72387 и 75387 на рис. 103), а работа, затрачиваемая в цикле воздушной холодильной установки (площадь 12341), больше, чем в обратном цикле Карно (площадь 15361).

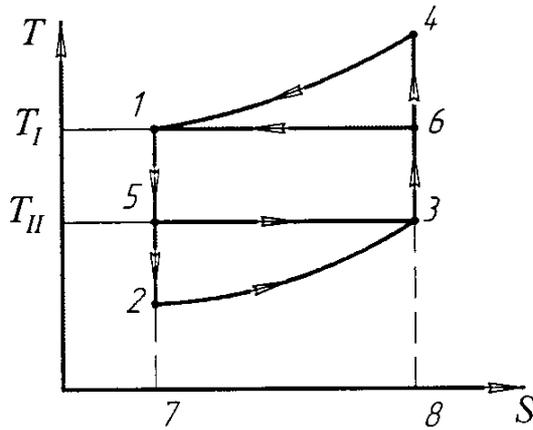


Рис. 103. Цикл Карно и цикл воздушной холодильной установки, осуществляемые в одном и том же интервале температур

Следует заметить, что отличие значения ϵ цикла воздушной холодильной установки от ϵ обратного цикла Карно весьма значительно. Рассмотрим, например, эти холодильные циклы, осуществляемые в интервале температур от $T_I = 20^\circ\text{C} = 293\text{ К}$ до $T_{II} = -5^\circ\text{C} = 268\text{ К}$. Будем считать при этом, что в цикле воздушной холодильной машины $p_1 = 390\text{ кПа}$ и $p_2 = 98\text{ кПа}$. И в цикле Карно, и в цикле воздушной холодильной установки примем $T_1 = T_I = 20^\circ\text{C} = 293\text{ К}$.

Что же касается величины T_2 , то очевидно, что в обратном цикле Карно $T_2 = T_{II} = -5^\circ\text{C} = 268\text{ К}$, а в цикле воздушной холодильной установки:

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

Принимая значение показателя адиабаты для воздуха равным $k = 1,35$ и подставляя сюда принятые значения T_1 , p_1 и p_2 , получаем $T_2 = 204\text{ К}$. Тогда

для обратного цикла Карно получаем: $\epsilon = \frac{268}{293 - 268} = 10,7$, и по уравнению для

цикла воздушной холодильной машины $\epsilon = \frac{204}{293 - 204} = 2,29$, т. е. в 4,68 раза

меньше, чем в обратном цикле Карно. Следовательно, при одной и той же затрате работы воздушная холодильная установка имеет значительно меньшую холодопроизводительность, чем установка, в которой осуществляется обратный цикл Карно. Поэтому воздушные холодильные установки требуют больших расходов воздуха.

Недостатки, присущие циклу газовой холодильной установки, определяются тем, что процессы отбора тепла из охлаждаемого объема и отдачи воздухом тепла в охладителе осуществляются не по изотерме, а по изобаре; в этом случае средняя температура отвода тепла в цикле $T_{\text{отв}}^{\text{cp}}$ оказывается выше T_I , а

средняя температура подвода $T_{\text{подв}}^{\text{ср}}$ ниже T_{II} . Очевидно, что в цикле воздушной холодильной установки величины $T_{\text{отв}}^{\text{ср}}$ и $T_{\text{подв}}^{\text{ср}}$ будут тем ближе соответственно к T_I и T_{II} , чем «уже» цикл в T, S -диаграмме, т. е. чем меньше переохлажден воздух, выходящий из детандера, по сравнению с охлаждаемым объемом (иными словами, чем меньше разность (T, S) , рис. 103).

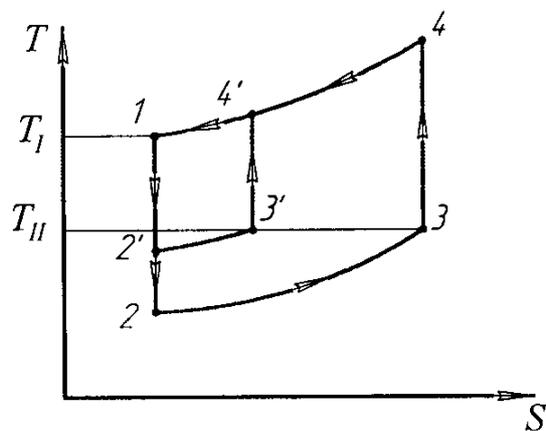


Рис. 104. Циклы воздушной холодильной установки

В T, S -диаграмме (рис. 104) изображены два цикла воздушной холодильной установки: 12341 и $12'3'4'1'$, осуществляемые в одном и том же интервале температур (между T_I и T_{II}). Из этой диаграммы очевидно, что величины $T_{\text{отв}}^{\text{ср}}$ и $T_{\text{подв}}^{\text{ср}}$ в более «узком» цикле $12'3'4'1'$ ближе соответственно к T_I и T_{II} , чем в «широком» цикле 12341 . Следовательно, чем «уже» цикл, тем выше значение холодильного коэффициента ε .

Следует, однако, иметь в виду, что «сужение» цикла [т. е. уменьшение разности $(T_{II} - T_2)$] приводит, как видно из T, S -диаграммы на рис. 103, к тому, что уменьшается количество тепла q_2 , отбираемого из охлаждаемого объема за один цикл. Таким образом, хотя холодильный цикл и становится теоретически более эффективным, но для обеспечения прежней (как в цикле 12341) холодопроизводительности необходимо увеличить расход воздуха в контуре установки. Кроме того, необратимость реальных процессов адиабатного сжатия и расширения в реальной установке оказывает значительно большее отрицательное влияние на «узкий» цикл.

Воздушные холодильные установки с поршневым компрессором были распространены во второй половине XIX в., однако уже с начала XX в. они практически перестали применяться в промышленности из-за их малой экономичности. В настоящее время широко применяются установки с турбокомпрессорами и с регенерацией, благодаря чему возрастает экономичность воздушных холодильных установок и расширяется область их применения.

18.3. Цикл парокompрессионной холодильной установки

Осуществить в холодильной установке подвод и отвод тепла по изотермам удастся в том случае, если в качестве хладагента используется влажный пар какой-либо легкокипящей жидкости, т. е. жидкости, у которой температура кипения при атмосферном давлении $t_s \leq 0^\circ\text{C}$. В этом смысле подобный цикл напоминает теплосиловой цикл Ренкина, осуществляемый во влажном паре также с целью обеспечения изотермических процессов подвода и отвода тепла.

Схема холодильной установки, осуществляющей цикл с влажным паром, представлена на рис. 105, а цикл в T, S -диаграмме изображен на рис. 106.

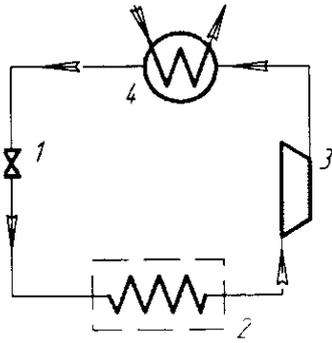


Рис. 105. Схема холодильной установки, осуществляющей цикл с влажным паром: 1 – дроссельный вентиль; 2 – испаритель; 3 – компрессор; 4 – охладитель (конденсатор)

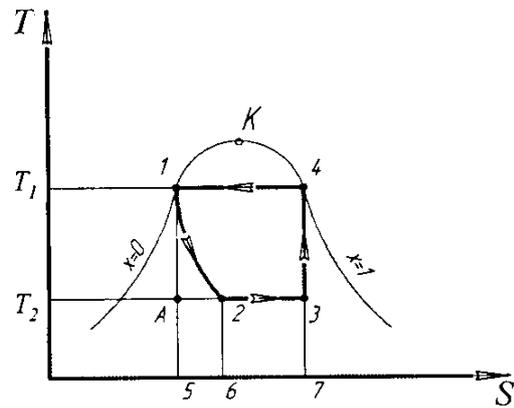


Рис. 106. Цикл холодильной установки в T, S -диаграмме

Сжатый в компрессоре 3 до давления p_1 влажный пар поступает в охладитель (конденсатор) 4, где за счет отдачи тепла охлаждающей воде происходит конденсация пара. Процесс конденсации происходит по изобаре-изотерме 4–1, так что из конденсатора выходит жидкость в состоянии насыщения, соответствующем точке 1 на T, S -диаграмме. В случае, когда процесс отвода тепла происходит по изотерме, разность температур конденсирующегося пара и охлаждающей воды может быть весьма малой. Казалось бы, что далее жидкий хладагент должен быть направлен в детандер. Однако создание детандера, в котором расширяется и совершает работу не газ и даже не пар, а насыщенная жидкость, представляет собой трудную задачу. Поэтому в холодильных установках, использующих в качестве хладагентов влажные пары легкокипящих жидкостей, как правило, детандеры не применяются и вместо процесса расширения с отдачей внешней работы используется процесс расширения без отдачи внешней работы, т. е. процесс дросселирования. Процесс адиабатного дросселирования сопровождается ростом энтропии дросселируемого вещества; энтальпия вещества в результате адиабатного дросселирования не изменяется.

Жидкость при давлении p_1 и температуре T_1 (точка 1 на T, S -диаграмме, рис. 106) направляется в дроссельный (или, как иногда говорят, редуцирующий) вентиль 1 (рис. 105), где она дросселируется до давления p_2 . Из редуцирующего вентиля выходит влажный пар при температуре T_2 и с малой степенью сухости. Необратимый процесс дросселирования в редуцирующем вентиле изображен в T, S -диаграмме линией 1–2 (линия расширения при дросселировании является условной). По выходе из редуцирующего вентиля влажный пар направляется в помещенный в охлаждаемом объеме испаритель 2 (рис. 105), где за счет тепла, отбираемого от охлаждаемых тел, содержащаяся во влажном паре жидкость испаряется; степень сухости влажного пара при этом возрастает. Изобарно-изотермический процесс подвода тепла к хладагенту в испарителе от охлаждаемого объема изображается в T, S -диаграмме на рис. 106 линией 2–3. Давление p_2 выбирается таким образом, чтобы соответствующая этому давлению температура насыщения была несколько ниже температуры охлаждаемого объема. В отличие от детандера редуцирующий вентиль позволяет осуществлять

плавное регулирование температуры в охлаждаемом объеме путем изменения степени открытия редукционного вентиля, обуславливающей давление и температуру влажного пара в испарителе.

Из испарителя пар высокой степени сухости направляется в компрессор, где он адиабатно сжимается от давления p_2 до давления p_1 . В процессе адиабатного сжатия (линия 3–4 в T, S -диаграмме, рис. 106) степень сухости пара возрастает, так что из компрессора выходит сухой насыщенный пар; заметим, что в разных режимах работы установки возможны случаи, когда состояние пара, выходящего из компрессора, может оказаться как в области насыщения, так и в области перегрева (рис. 107). Затем пар направляется в конденсатор 4, и цикл замыкается.

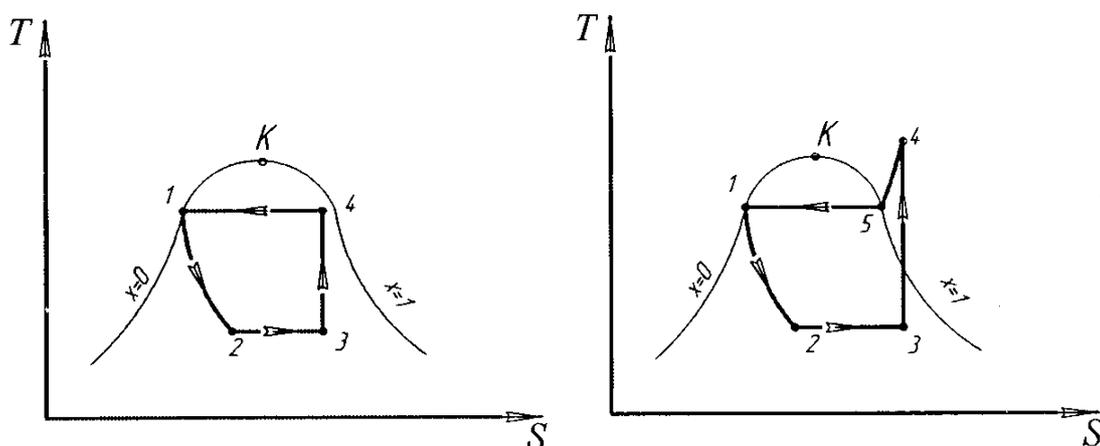


Рис. 107. Состояние пара, выходящего из компрессора

Такого рода установка называется *парокомпрессионной*, так как в ней сжатие влажного пара осуществляется при помощи компрессора. Рассмотренный цикл отличается от обратного цикла Карно только тем, что охлаждение хладагента от температуры T_1 до температуры T_2 вместо обратимой адиабаты расширения в детандере ($1-A$ в T, S -диаграмме на рис. 106) происходит по необратимой адиабате расширения в дроссельном вентиле $1-2$. Необратимость процесса дросселирования приводит к некоторому уменьшению холодопроизводительности цикла по сравнению с обратным циклом Карно. Из рис. 106 видно, что количество тепла q_2 , отбираемого от холодного источника (охлаждаемого объема) в цикле парокомпрессионной холодильной установки, изображается площадью 62376 , тогда как количество тепла q_2 , отбираемого в обратном цикле Карно, осуществляемом в тех же интервалах температур и энтропии, изображается большей площадью $5A365$.

В рассматриваемом цикле парокомпрессионной холодильной установки работа, затрачиваемая на привод компрессора, осуществляющего адиабатное сжатие хладагента, равна: $l_{\text{комп}} = i_4 - i_3$. Поскольку расширение хладагента в этом цикле происходит без отдачи внешней работы (в процессе расширения $i_1 - i_2$), то очевидно, что работа, затрачиваемая в цикле, равна работе компрессора $l_{\text{комп}}$, т. е. $l_{\text{ц}} = i_4 - i_3$.

Тепло, подводимое к хладагенту в охлаждаемом объеме: $q_2 = i_3 - i_2$.

Холодильный коэффициент парокомпрессионного цикла: $\varepsilon = \frac{i_3 - i_2}{i_4 - i_3}$.

Как показывают расчеты, значение ε цикла парокомпрессионной холодильной установки отличается от ε холодильного цикла Карно значительно меньше, чем ε цикла воздушной холодильной установки. Таким образом, парокомпрессионная холодильная установка имеет по сравнению с воздушной холодильной установкой значительно более высокий холодильный коэффициент, а также обеспечивает большую холодопроизводительность. Следовательно, парокомпрессионная холодильная установка термодинамически более совершенна, чем воздушная холодильная установка, при малом температурном интервале. При большом температурном интервале выгоднее окажется газовая холодильная установка.

Основные требования, предъявляемые к хладагентам парокомпрессионных установок:

во-первых, необходимо, чтобы тот интервал температур, в котором осуществляется цикл (т. е. между T_1 и T_2 , рис. 106), лежал между критической и тройной точками этого вещества (т. е. чтобы в этом интервале температур мог существовать влажный пар);

во-вторых, нужно, чтобы в этом интервале температур давление насыщенных паров хладагента было, с одной стороны, не слишком низким (это потребовало бы применение глубокого вакуума в установке и тем самым существенно усложнило бы ее), а с другой – не слишком высоким (это тоже привело бы к усложнению установки).

18.4. Цикл парожетторной холодильной установки

Цикл парожетторной холодильной установки, так же, как и цикл парокомпрессионной установки, осуществляется с хладагентом в виде влажного пара. Основное отличие состоит в том, что если в цикле парокомпрессионной установки сжатие пара по выходе из охлаждаемого объема производится при помощи компрессора, то в парожетторной установке для этой цели используется паровой эжектор. Для получения в холодильных установках не слишком низких температур (примерно от 3 до 10 °С) в качестве хладагента может быть использован водяной пар. Однако при температурах вблизи 0 °С удельный объем пара весьма велик (например при $T = -5$ °С $v'' = 147,2 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$). Поршневой компрессор, сжимающий пар столь малой плотности, представлял бы собой весьма громоздкую машину. Именно поэтому в цикле холодильной установки, работающей на водяном паре, применяется значительно более компактный, хотя и гораздо менее совершенный аппарат – паровой эжектор, в котором используется дешевый пар низких параметров. Парожетторная установка представляет собой один из самых старых типов холодильных установок.

Схема парожетторной холодильной установки изображена на рис. 108.

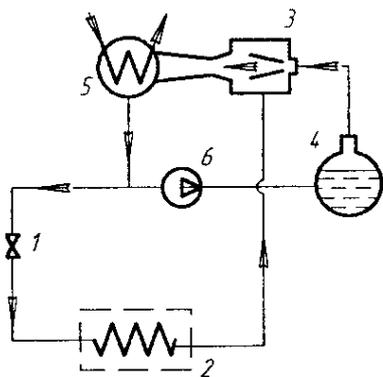


Рис. 108. Схема парожеторной холодильной установки:
 1 – редукционный вентиль; 2 – испаритель; 3 – паровой эжектор;
 4 – котел; 5 – конденсатор; 6 – насос

Водяной пар, образовавшийся при расширении насыщенной воды в редукционном вентиле 1 от давления p_1 до давления p_2 , поступает в испаритель 2, размещенный в охлаждаемом объеме. Из испарителя пар высокой степени сухости при давлении p_2 направляется в камеру смешения парового эжектора 3. В сопло эжектора подается пар из котла 4 с давлением p_k . Расходы пара, подаваемого в камеру смешения эжектора из испарителя и в сопло эжектора из котла, подбираются таким образом, чтобы давление пара на выходе из диффузора эжектора равнялось p_1 .

Из эжектора сухой насыщенный пар направляется в конденсатор 5, где он конденсируется, отдавая тепло охлаждающей воде. Поток конденсата при давлении p_1 , выходящий из конденсатора, раздваивается: большая часть воды направляется в холодильный контур, на вход редукционного вентиля 1, а меньшая – к насосу 6, в котором давление воды повышается до p_k . Насос 6 подает воду в котел. Парообразование происходит за счет тепла, подводимого в котле.

Существенным отличием парожеторной установки от парокомпрессионной является то, что для привода компрессора необходима механическая энергия (от электрического или другого двигателя), а для сжатия пара с помощью эжектора – кинетическая энергия пара, образовавшегося в котле.

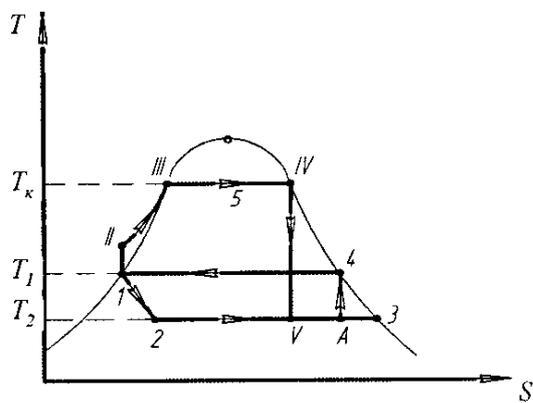


Рис. 109. Цикл парожеторной холодильной установки в T, S -диаграмме

Цикл парожеторной установки изображен в T, S -диаграмме на рис. 109. В этой диаграмме, как и в случае цикла парокомпрессионной установки, линия 1–2 изображает процесс адиабатного дросселирования насыщенной воды в редукционном вентиле, а линия 2–3 – изобарно-изотермический процесс в испарителе. В этой же диаграмме изображен цикл, совершаемый той частью пара, которая циркулирует в контуре «котел – эжектор – конденсатор – котел».

Не следует забывать об условном характере изображения этого цикла: расходы пара в каждом из двух контуров установки различны, тогда как в T, S -диаграмме оба цикла изображены в расчете на 1 кг пара. Здесь: 1–II – процесс повышения давления воды в насосе; II–III–IV – процесс подвода тепла в котле по изобаре $p_k = const$ (II–III – нагрев до кипения, III–IV – парообразование); IV–V – процесс расширения пара в сопле эжектора. Пар расширяется в сопле до давления

p_2 (точка V) и смешивается затем с паром того же давления, поступившим в эжектор из испарителя (точка $З$). В результате смешения влажного пара в состоянии V с сухим насыщенным паром в состоянии $З$ получается пар промежуточной (между V и $З$) ступени сухости – точка A . Линия $A-4$ соответствует повышению давления обоих потоков пара в диффузоре эжектора от p_2 до p_1 , а линия $4-1$ – процессу конденсации этого количества пара в конденсаторе установки.

Поскольку в цикле установки работа извне не подводится, а вместо нее подводится тепло в котле, эффективность цикла такой установки характеризуется величиной *коэффициента теплоиспользования* ξ , определяемого в виде:

$$\xi = \frac{q_2}{q_k}; \quad \xi = \frac{i_3 - i_2}{(i_{IV} - i_1)g},$$

где q_2 – тепло, отводимое из охлаждаемого объема; q_k – тепло, подводимое в котле; g – отношение количества пара с давлением q_k , подаваемого в сопло эжектора из котла, количеству пара, поступающего в камеру смешения эжектора из испарителя.

Коэффициент теплоиспользования нельзя непосредственно сравнивать с холодильным коэффициентом ε , поскольку в выражении для ε фигурирует затраченная в цикле работа $l_{ц}$, а в выражении для ξ – затраченное в цикле тепло q_k .

С термодинамической точки зрения цикл парозежекторной холодильной установки весьма несовершенен по сравнению с циклом парокомпрессионной установки, поскольку процесс смешения в эжекторе сопровождается значительными потерями работоспособности вследствие принципиально необратимого характера этого процесса. Тем не менее благодаря своей простоте (компактности, отсутствию движущихся частей, за исключением водяного насоса) и возможности использования дешевого пара низких параметров парозежекторные холодильные установки находят применение.

18.5. Цикл абсорбционной холодильной установки

Еще одной разновидностью холодильных циклов, в которых используется хладагент в виде влажного пара, является цикл абсорбционной холодильной установки. От уже рассмотренных циклов паровых холодильных установок – парокомпрессионной и парозежекторной – он отличается способом сжатия пара, выходящего из испарителя. В рассматриваемой установке используется явление абсорбции пара жидкости раствором. *Абсорбцией* называется поглощение вещества всем объемом поглощаемого тела. Как известно, пар чистого вещества может быть поглощен (сконденсирован) этим же веществом в жидком состоянии лишь в том случае, если жидкость имеет температуру меньшую, чем температура пара. В отличие от чистых веществ растворы обладают замечательной способностью абсорбировать (поглощать) пар раствора одного состава жидким раствором другого состава даже в том случае, когда температура жидкости выше температуры пара. Именно это свойство раствора и используется в абсорб-

ционных холодильных установках. Температура кипения бинарного раствора при постоянном давлении зависит от состава раствора. При этом температура кипения будет тем выше, чем больше в растворе доля компонента с более высокой температурой кипения. Зависимость температуры кипения бинарного раствора при постоянном давлении от состава раствора изображается кривой кипения в T, C -диаграмме, где C – массовая доля высококипящего компонента.

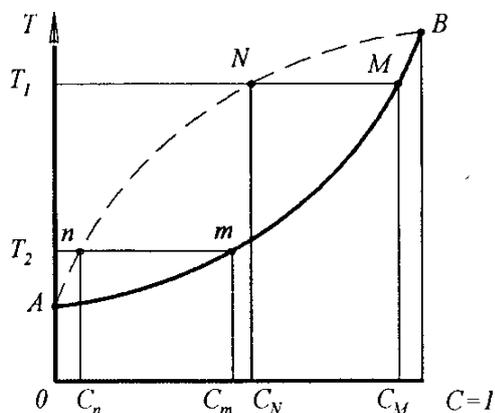


Рис. 110. Зависимость температуры кипения бинарного раствора при постоянном давлении от состава раствора в T, C -диаграмме

T, C -диаграмма изображена на рис. 110 (кривая кипения – сплошная линия). Характерной особенностью растворов является то, что пар, получающийся при кипении раствора, имеет иной состав, чем находящийся с ним в равновесии жидкий раствор; пар более богат низкокипящим компонентом. Кривая пара – линия составов пара, находящегося в равновесии с жидкостью, изображена в T, C -диаграмме на рис. 110 пунктирной линией. Как видно из рис., при температуре T_1 в равновесии с жидким раствором состава C_M находится пар раствора состава

C_N , а при температуре T_2 жидкому раствору состава C_m соответствует пар состава C_n . Если теперь пар состава C_n , имеющий температуру T_2 , привести в соприкосновение с жидким раствором состава C_M при температуре T_1 по отношению, к которому пар состава C_n является переохлажденным, то очевидно, что пар будет конденсироваться (абсорбироваться жидким раствором). Давление жидкости и пара в этом процессе одно и то же. Теплота парообразования, выделяющаяся в процессе абсорбции при температуре T_1 , отводится из раствора. Получается раствор состава C , причем $C_m < C < C_N$.

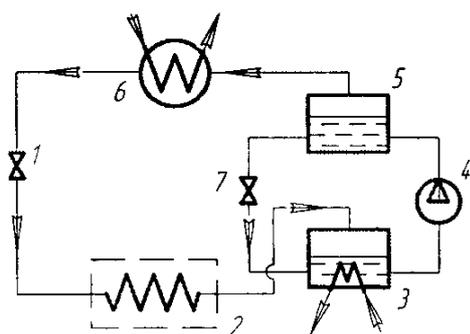


Рис. 111. Схема абсорбционной холодильной установки

Схема абсорбционной холодильной установки представлена на рис. 111. В качестве одного из возможных хладагентов в такой установке используется влажный пар аммиака. Жидкий насыщенный аммиак, дросселируясь в редукционном вентиле 1 от давления p_1 до давления p_2 , охлаждается от температуры T_1 до температуры T_2 . Затем влажный пар аммиака поступает в испаритель 2, где степень сухости пара увеличивается до $x=1$ за счет притока тепла q_2 от охлаждаемого

объема. Сухой насыщенный пар аммиака при температуре T_2 поступает в абсорбер 3, куда подается также раствор аммиака в воде, имеющий температуру T_1 . Поскольку при одном и том же давлении вода кипит при значительно более

высокой температуре, чем аммиак, то легкокипящим компонентом в этом растворе является аммиак. Этот раствор поглощает пар аммиака; тепло поглощения $q_{\text{абс}}$, выделяющееся при этом, отводится охлаждающей водой. Концентрация аммиака в растворе в процессе поглощения увеличивается, и, следовательно, из поглотителя выходит обогащенный раствор (при температуре $T_2 < T_{\text{II}} < T_1$ и давлении p_2). С помощью насоса 4, повышающего давление этого обогащенного раствора от p_2 до p_1 , раствор подается в генератор аммиачного пара 5, где за счет тепла $q_{\text{пр}}$, подводимого к раствору от внешнего источника, происходит испарение раствора. Выделяющийся при этом пар значительно более богат аммиаком, чем раствор, из которого он получается. Практически из раствора выделяется почти чистый аммиачный пар, так как парциальное давление водяного пара в газовой фазе при этих температурах ничтожно мало. Этот аммиачный пар при температуре T_1 и давлении p_1 поступает затем в конденсатор 6, где он конденсируется, и жидкий аммиак в состоянии насыщения направляется в редукционный вентиль 1. Что же касается выходящего из парогенератора раствора, содержание аммиака в котором значительно снизилось в результате выпаривания, то этот бедный аммиаком раствор дросселируется в редукционном вентиле 7 от давления p_1 до давления p_2 и затем поступает в поглотитель 3, где, как мы уже отмечали, он обогащается аммиаком за счет поглощаемого аммиачного пара. Следует заметить, что при дросселировании в вентиле 7 температура этого бедного аммиаком раствора практически не изменяется. Следовательно, практически $T_7 = T_1$. Из приведенной схемы установки видно, что поглотительный узел этой установки, состоящий из поглотителя 3, генератора аммиачного пара 5, насоса 4 и редукционного вентиля 7, служит в конечном итоге для сжатия аммиачного пара от давления p_2 на выходе из испарителя до давления p_1 на входе в конденсатор.

Преимущество этого способа сжатия аммиачного пара заключается в том, что если в обычной парокомпрессионной установке на сжатие пара затрачивается значительная работа, то в случае поглотительной установки насос повышает давление жидкости (водоаммиачный раствор), причем затрата работы на привод этого насоса пренебрежимо мала по сравнению с затратой работы в компрессоре, да и сам насос компактен и конструктивно прост. Выигрыш в работе, затрачиваемой на привод компрессора, компенсируется затратой тепла в генераторе аммиачного пара 5, это тепло отводится затем охлаждающей водой в поглотителе 3, так что $q_{\text{абс}} = q_{\text{пр}}$ (если пренебречь работой насоса).

Коэффициент теплоиспользования поглотительной холодильной установки определяется соотношением $\xi = \frac{q_2}{q_{\text{пр}}}$, где $q_{\text{пр}}$ — тепло, подводимое в генераторе аммиачного пара.

Ранее поглотительные холодильные установки были довольно широко распространены, но с развитием компрессоростроения они были вытеснены ком-

прессионными холодильными установками. Однако абсорбционное охлаждение и сейчас иногда применяется в холодильной технике (в том числе в некоторых типах бытовых холодильников). Абсорбционные холодильные установки целесообразно применять в том случае, когда для выпаривания аммиака из раствора в генераторе аммиачного пара может быть использован отработавший пар или другие теплоносители низкого потенциала.

18.6. Тепловой насос

По обратному циклу могут работать не только холодильные машины, задачей которых является поддержание температуры охлаждаемого помещения на заданном уровне, но и так называемые *тепловые насосы*, с помощью которых теплота низкого потенциала, забираемая от окружающей среды с помощью затраченной извне работы, при более высокой температуре отдается внешнему потребителю.

Характеристикой совершенства работы теплового насоса является отношение отданного внешнему потребителю удельного количества теплоты к затраченной на это удельной работе: $\xi = \frac{q_1}{l}$. Коэффициент ξ называется или *отопительным коэффициентом*, или *коэффициентом теплоиспользования*, или *коэффициентом преобразования теплового насоса*.

Работа теплового насоса в принципе не отличается от работы холодильной установки. Тепловой насос для нужд отопления применяют в тех случаях, когда имеется источник теплоты с низкой температурой (например, вода в различных водоемах; вода, получаемая после охлаждения гидрогенераторов, и др.), а также источник дешевой работы. Использование теплоты источников с низкой температурой может иметь определенное значение в районах, где будет производиться

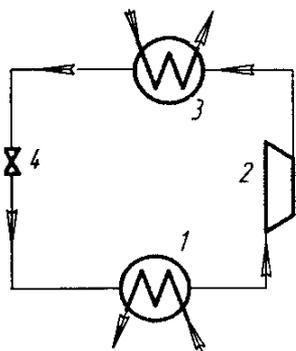


Рис. 112. Схема теплового насоса:
1 – испаритель; 2 – компрессор;
3 – конденсатор; 4 – дроссельный вентиль

огромное количество дешевой электрической энергии на гидроэлектростанциях. Применение теплового насоса для целей отопления и коммунального теплоснабжения с использованием электроэнергии от обычных конденсационных электростанций экономически нецелесообразно.

Работа теплового насоса состоит в следующем. За счет теплоты источника с низкой температурой в испарителе 1 происходит процесс парообразования рабочего тела с низкой температурой кипения (аммиак, фреон) (рис. 112). Полученный пар направляется в компрессор 2, в котором температура рабочего тела повышается от T_2 до T_1 . Пар с температурой T_1 поступает в конденсатор 3, где при конденсации отдает свою теплоту жидкости, циркулирующей в отопительной системе. Образовав-

шийся конденсат рабочего тела направляется в дроссельный вентиль 4. Там он дросселируется с понижением давления от p_1 до p_2 . После дроссельного вентиля жидкое рабочее тело снова поступает в испаритель 1.

Идеальный цикл теплового насоса аналогичен циклу паровой компрессорной холодильной установки (см. рис. 106). Если обозначить удельное количество теплоты, получаемое фреоном в испарителе, через q_2 , а удельное количество теплоты, отданное в отопительную систему, – через q_1 и затраченную удельную работу в компрессоре – через l , то $q_1 = q_2 + l$.

Из рассмотрения цикла следует, что $q_1 = i_2 - i_4 = i_2 - i_5$, $q_1 = i_1 - i_5$.

Удельная энтальпия рабочего тела в результате дросселирования не изменяется, поэтому $i_4 = i_5$, а $l = q_1 - q_2 = (i_2 - i_5) - (i_1 - i_5) = i_2 - i_1$, откуда $\xi = \frac{q_1}{l} = \frac{i_2 - i_5}{i_2 - i_1}$.

Например, при отоплении здания зимой температура речной воды $T_2 \approx 280$ К, а температура рабочего тела в отопительной системе $T_1 \approx 350$ К,

при этих условиях $\xi = \frac{350}{350 - 280} = 5$. Эта величина показывает, что тепловой насос передает количество теплоты в отопительную систему в пять раз больше, чем затрачивается работы.

В ряде случаев благоприятные условия применения теплового насоса получаются, если осуществить привод компрессора непосредственно от поршневого двигателя внутреннего сгорания. В таких установках в качестве источника теплоты с низкой температурой используют воду, охлаждающую цилиндры двигателей, а теплоту отходящих газов используют в котлах-утилизаторах отопительной системы.

Контрольные вопросы

1. На какие группы делятся холодильные установки?
2. Чем отличаются парожетторные и абсорбционные холодильные установки от паровых компрессорных установок?
3. Что такое холодильный коэффициент?
4. Описать воздушную холодильную установку. В чем ее недостатки?
5. Описать парожетторную холодильную установку.
6. Описать абсорбционную холодильную установку. Каковы ее преимущества?
7. Описать паровую компрессорную холодильную установку.
8. Изобразить идеальный цикл паровой компрессионной холодильной установки в T, S -диаграмме.
9. В каких случаях целесообразно применять тепловой насос для отопления зданий?
10. Описать идеальный цикл теплового насоса.
11. Что такое отопительный коэффициент? Его определение.
12. Какие преимущества имеет тепловой насос по сравнению с непосредственным использованием электроэнергии для отопления?
13. Особенности и преимущества теплового насоса при применении двигателя внутреннего сгорания в качестве привода для компрессора.

Задачи

Задача 1. Рассчитать воздушную холодильную установку при следующих условиях. Воздух поступает из холодильной камеры при давлении $p_1 = 0,1$ МПа и температуре $t_1 = -15$ °С. В компрессоре воздух сжимается по адиабате до давления $p_2 = 0,4$ МПа, откуда направляется в охладитель, где в изобарном процессе снижает свою температуру до $t_3 = +10$ °С. Отсюда воздух поступает в турбодетандер, где расширяется по адиабате до начального давления, после чего направляется в холодильную камеру. В камере воздух, отнимая теплоту от охлаждаемых тел, нагревается до $t_1 = -15$ °С и вновь поступает в компрессор. Определить температуру воздуха, поступающего в холодильную камеру; теоретическую работу, затрачиваемую в цикле, холодопроизводительность воздуха и холодильный коэффициент для данной установки и для установки, работающей по циклу Карно для того же интервала температур.

Решение

Температуру воздуха, поступающего в холодильную камеру, определяем из адиабатного процесса 3–4 после расширительного цилиндра:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_3 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 283 \cdot \left(\frac{1}{4} \right)^{1,4} = 191 \text{ К.}$$

Температуру сжатого воздуха, выходящего из компрессора, определяем из адиабатного процесса 1–2:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 258 \cdot 4^{1,4} = 384 \text{ К.}$$

Работа, затраченная в цикле, равна разности работ: затраченной в компрессоре и полученной в турбодетандере.

Удельная работа, затраченная в компрессоре:

$$l_k = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1) = 1,012 \cdot (384 - 258) = 127,4 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Удельная работа, полученная в турбодетандере:

$$l_{\text{тд}} = i_3 - i_4 = c_p (T_3 - T_4) = 1,012 \cdot (283 - 191) = 93 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Тогда работа цикла: $l = l_k - l_{\text{тд}} = 127,4 - 93 = 34,4 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Удельная холодопроизводительность воздуха:

$$q_2 = i_1 - i_4 = c_p (T_1 - T_4) = 1,012 \cdot (258 - 191) = 67 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Холодильный коэффициент установки: $\varepsilon = \frac{q_2}{l} = \frac{67}{34,4} = 1,95$.

Холодильный коэффициент установки, работающей по циклу Карно, для того же интервала температур: $\varepsilon = \frac{T_1}{T_3 - T_1} = \frac{258}{283 - 258} = 10,32$.

Если холодопроизводительность установки равна $Q = 170 \frac{\text{кДж}}{\text{с}}$, а удельная холодопроизводительность воздуха $q_2 = 67 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, то расход холодильного агента составит $G = \frac{Q}{q_2} = \frac{170}{67} = 2,54 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$.

Теоретическая мощность, необходимая на привод компрессора:

$$N_{\text{теор}} = G \cdot l = 2,54 \cdot 34,4 = 87,38 \text{ кВт}.$$

Задача 2. Тепловой насос подает в отапливаемое помещение при $t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ $Q = 800 \frac{\text{МДж}}{\text{ч}}$ теплоты. Определить, какое количество теплоты тепловой насос будет получать из окружающей среды, если ее температура $t_0 = 0 \text{ }^\circ\text{C}$. Принять степень совершенства теплового насоса $\alpha = 0,4$.

Решение

Действительное значение коэффициента преобразования:

$$\varphi_{\text{д}} = \frac{T_1 \cdot \alpha}{T_1 - T_0} = \frac{293 \cdot 0,4}{293 - 273} = 5,68.$$

Работа, затрачиваемая тепловым насосом:

$$L = \frac{Q}{\varphi_{\text{д}}} = \frac{800000}{5,68} = 136518 \frac{\text{кДж}}{\text{ч}}.$$

Теплота, получаемая из окружающей среды:

$$Q_2 = Q_1 - L = 800000 - 136518 = 663482 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокие темпы развития техники, тесная связь научных исследований с современной промышленностью делают актуальной подготовку высококвалифицированных кадров. Изучение дисциплины «Теплотехника» необходимо для правильного понимания принципов расчета и конструирования технологического оборудования тепло- и массообменных аппаратов и систем.

Теплотехника как учебная дисциплина претерпевает в настоящее время существенные изменения. Если 15–20 лет назад в задачу этого курса входило прежде всего ознакомление неэнергетиков с основами превращения тепловой энергии в механическую и электрическую, то в последние годы он все заметнее приобретает прикладную направленность, все более сближаясь с отраслевой или промышленной теплотехникой.

В учебном пособии лаконично и последовательно изложены теоретические основы технической термодинамики, составляющие необходимый и достаточный объем информации для того, чтобы в дальнейшем специалист мог самостоятельно углублять знания в тех или иных областях прикладной теплотехники. Теоретический материал изложен отдельными главами, структурированность и последовательность изложения которых диктуется внутренней логикой, сопровождается иллюстрациями в виде рисунков, графиков, блок-схем и таблиц в объеме, требующем пояснения качественной или количественной связи параметров технологических процессов или физических явлений. Предназначено для студентов инженерных специальностей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Рекомендуемая литература

- 1. Левин, А. Б.** Теплотехнический справочник студента [Текст] : учеб. пособие для студ. вузов, обучающихся по спец. 2602 «Технология деревообработки» и 170400 «Машины и оборудование лесного комплекса» / А. Б. Левин, Ю. П. Семенов ; Моск. гос. ун-т леса . – 2-е изд. – М. : МГУЛ, 2005. – 96 с.
- 2. Теплотехника** [Текст] : учеб. для студ. вузов, обучающихся по напр. «Энергомашиностроение» / под ред. А. М. Архарова, В. Н. Афанасьева. – Изд. 2-е, перераб. и доп. – М. : Изд-во МГТУ, 2004. – 712 с.
- 3. Теплотехника** [Текст] : учеб. для студ. техн. спец. вузов / под ред. В. Н. Луканина. – 5-е изд., стер. – М. : Высш. шк., 2006. – 671 с.
- 4. Техническая термодинамика и теплотехника** [Текст] : учеб. пособие для студ. вузов / под ред. А. А. Захаровой. – 2-е изд., испр. – М. : Академия, 2008. – 272 с.

Использованная литература

- 1. Луканин, В. Н.** Теплотехника [Текст] / В. Н. Луканин. – М. : Высш. шк., 2000. – 671 с.
- 2. Кудинов, В. А.** Техническая термодинамика [Текст] / В. А. Кудинов, Э. М. Карташов. – М. : Высш. шк., 2005. – 261 с.
- 3. Ерофеев, В. Л.** Теплотехника [Текст] / В. Л. Ерофеев. – М. : Академкнига, 2006. – 488 с.
- 4. Нащокин, В. В.** Техническая термодинамика и теплопередача [Текст] / В. В. Нащокин. – М. : Высш. шк., 1980. – 469 с.
- 5. Рипс, С. М.** Основы термодинамики и теплотехники [Текст] / С. М. Рипс. – М. : Высш. шк., 1967. – 347 с.
- 6. Кузовлев, В. А.** Техническая термодинамика [Текст] / В. А. Кузовлев. – М. : Транспорт, 1964. – 222 с.
- 7. Лариков, Н. Н.** Теплотехника [Текст] / Н. Н. Лариков. – М. : Стройиздат, 1985. – 432 с.
- 8. Баскаков, А. П.** Теплотехника [Текст] / А. П. Баскаков, Б. В. Берг, О. К. Витт. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 224 с.
- 9. Дрыжаков, Е. В.** Техническая термодинамика [Текст] / Е. В. Дрыжаков, С. И. Исаев, И. А. Кошинов. – М. : Высш.шк., 1981. – 439 с.
- 10. Кириллин, В. А.** Техническая термодинамика [Текст] / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. – М. : Энергия, 1974. – 430 с.

Учебное издание

ТЕПЛОТЕХНИКА. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

СОСТАВИТЕЛИ

Полина Ирина Николаевна, **Ефимова** Светлана Геннадьевна, **Корычев** Николай Андреевич

Сан.-эпид. заключение № 11.РЦ.09.953.П.000015.01.09

Подписано в печать 13.06.12. Формат 60 × 90 1/16. Уч.-изд. л.8,5. Усл. печ. л. 11,8.
Тираж 40. Заказ №

Сыктывкарский лесной институт (филиал) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С. М. Кирова» (СЛИ),
167982, г. Сыктывкар, ул. Ленина, 39
institut@sfi.komi.com, www.sli.komi.com

Редакционно-издательский отдел СЛИ.
Отпечатано в СЛИ.