Библиотека СОК

Алтайский государственный технический
университет им. И.И. Ползунова

Центр дистанционного обучения

Е.Н. Троян, И.А. Бахтина

ТЕПЛОТЕХНИКА

Учебно – практическое пособие

Барнаул, 2005

УДК 530.1

Троян Е.Н., Бахтина И.А. Теплотехника: Учебно-практическое пособие / Алт. гос. техн. ун-т им. И.И. Ползунова. – Барнаул: Б.И. 2005 – 155 с.

Учебно-практическое пособие представляет собой курс теплотехники, предназначенный для самостоятельной работы студентов по овладению основными законами технической термодинамики, теории теплообмена, а также вопросами теплоснабжения транспортных предприятий, по приобретению навыков решения типовых задач.

Весь материал пособия содержит восемь модулей, каждый из которых содержит теоретическую часть, примеры решения типовых задач и задачи с ответами, позволяющие проконтролировать усвоение теоретического материала. Завершают каждый модуль вопросы для самоподготовки.

Пособие предназначено для студентов специальности 150200 «Автомобили и автомобильное хозяйство», а также других специальностей, изучающий курс теплотехники.

Рецензенты:

Заведующий лабораторией
теоретической теплофизики
Института теплофизики
СО РАН, д.ф.-м.н. П.И. Гешев

Старший научный сотрудник
Института теплофизики
СО РАН, к.т.н. С.Н. Сафарова

Учебно-практическое пособие разработано по заявке учебно-методического управления АлтГТУ, которое обладает эксклюзивным правом на его распространение.

По вопросам приобретения учебно-методического пособия обращаться по адресу:
656099, г. Барнаул, пр. Ленина, 46, комн. 109 “Г”, тел. 36-78-36

СОДЕРЖАНИЕ

	с.
ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ……..	6
1 Основные понятия и определения……	6
1.1 Предмет и метод технической термодинамики……	6
1.2 Термодинамическая система……...	6
1.3 Основные термодинамические параметры состояния…….	7
1.4 Уравнение состояния……...	8
1.5 Термодинамический процесс……..	9
1.6 Смеси идеальных газов……	10
Примеры решения типовых задач……...	12
Задачи для самостоятельного решения……...	15
2 Первый закон термодинамики……..	16
2.1 Внутренняя энергия…….	16
2.2 Работа деформации……..	17
2.3 Теплота……..	19
2.4 Аналитическое выражение первого закона термодинамики……...	19
2.5 Теплоемкость газов……..	20
2.6 Энтальпия……	22
Примеры решения типовых задач……...	24
Задачи для самостоятельного решения……...	26
Вопросы для самоподготовки……..	26
3 Второй закон термодинамики……...	27
3.1 Энтропия……..	27
3.2 Формулировка второго закона……...	28
3.3 Прямой цикл Карно……	29
3.4 Обобщенный (регенеративный) цикл Карно……	31
3.5 Обратный цикл Карно……	31
3.6 Аналитическое выражение второго закона……..	32
4 Основные термодинамические процессы в газах и парах……...	34
4.1 Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах……	34
4.2 Термодинамические процессы реальных газов……...	38
Примеры решения типовых задач……...	44
Задачи для самостоятельного решения……...	49
Вопросы для самоподготовки……..	51
5 Особенности термодинамики открытых систем……...	51
5.1 Уравнение первого закона термодинамики для потока…….	51
5.2 Истечение из суживающего сопла……...	54
5.3 Сопло Лаваля……..	56
5.4 Расчет процесса истечения с помощью *h,s* – диаграммы……...	57
5.5 Дросселирование газов и паров……	58
5.6 Термодинамический анализ процессов в компрессорах……	59
Примеры решения типовых задач……...	61
Задачи для самостоятельного решения……...	67
Вопросы для самоподготовки……..	69
6 Идеальные циклы тепловых двигателей и установок…….	69
6.1 Общие принципы построения идеальных циклов тепловых двигателей и сравнительной оценки их экономичности……	69
6.2 Идеальные циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания…….	70
6.2.1 Цикл с подводом тепла при постоянном объеме (цикл Отто)……...	71
6.2.2 Цикл с подводом тепла при постоянном давлении (цикл Дизеля)……..	74

6.2.3 Цикл со смешанным подводом тепла (цикл Тринклера)…..... 75
6.3 Идеальные циклы газотурбинных установок……... 76
6.3.1 Принципиальная схема и идеальный цикл газотурбинной установки с поводом тепла при постоянном давлении……... 77
6.3.2 Цикл газотурбинной установки с подводом тепла при постоянном давлении с регенерацией тепла…… 79
6.4 Идеальные циклы паросиловых установок...……... 80
6.4.1 Цикл Карно с влажным паром в качестве рабочего тела……... 80
6.4.2 Цикл Ренкина…….. 82
6.4.3 Цикл паросиловой установки с промежуточным перегревом пара…….. 84
6.4.4 Регенеративный цикл……. 84
6.4.5 Теплофикационный цикл……..…… 86
Примеры решения типовых задач……... 87
Задачи для самостоятельного решения……... 92
Вопросы для самоподготовки…….. 93
ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА…… 94
7 Основные понятия и определения. Теплопроводность……..…….. 94
7.1 Способы передачи теплоты……...……. 94
7.2 Теплопроводность. Основной закон теплопроводности (закон Фурье)…… 95
7.3 Теплопроводность плоской стенки……... 96
7.4 Теплопроводность цилиндрической стенки……. 99
Примеры решения типовых задач……... 101
Задачи для самостоятельного решения……... 104
Вопросы для самоподготовки…….. 105
8 Конвективный теплообмен (теплоотдача)…….. 106
8.1 Основной закон конвективного теплообмена (закон Ньютона – Рихмана)……...…… 106
8.2 Подобие процессов конвективного теплообмена. Числа подобия……. 107
8.3 Обобщенные математические зависимости в процессах конвективного теплообмена……. 109
8.4 Теплоотдача при обтекании плоской поверхности (пластины)……. 109
8.5 Теплоотдача при движении жидкости в трубе……. 110
8.6 Теплоотдача при поперечном обтекании труб……. 111
8.7 Теплоотдача при естественной (свободной) конвекции……. 113
8.8 Теплоотдача при кипении жидкости……. 114
8.9 Теплоотдача при конденсации пара…….. 114
Примеры решения типовых задач……... 115
Задачи для самостоятельного решения……... 119
Вопросы для самоподготовки…….. 120
9 Лучистый теплообмен……. 120
9.1 Описание процесса и основные определения…….…… 120
9.2 Основные законы лучистого теплообмена……... 121
9.3 Теплообмен излучением системы тел в прозрачной среде……. 123
9.4 Излучение газов……... 124
Примеры решения типовых задач……... 125
Задачи для самостоятельного решения……... 126
10 Теплопередача. Теплообменные аппараты…….. 126
10.1 Теплопередача через стенки…… 126
10.2 Теплообменные аппараты…… 129
Примеры решения типовых задач……... 132
Задачи для самостоятельного решения……... 134
Вопросы для самоподготовки…….. 135

11 Теплоснабжение…….. 135
11.1 Принципы и схемы теплоснабжения промышленных предприятий……... 135
11.2 Тепловой расчет теплотрасс…… 139
11.3 Теплоснабжение транспортных предприятий…… 144
Примеры решения типовых задач……... 147
Задачи для самостоятельного решения……... 149
Вопросы для самоподготовки…….. 150
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ……. 152
ПРИЛОЖЕНИЯ……... 153

Теплотехника – общетехническая дисциплина, изучающая методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принципы действия тепловых машин, аппаратов и устройств.

ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

1 Основные понятия и определения

1.1 Предмет и метод технической термодинамики

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимного превращения тепловой и механической энергии и является (вместе с теорией теплообмена) теоретическим фундаментом теплотехники. На ее основе осуществляют расчет и проектирование тепловых двигателей – паровых и газовых турбин, реактивных и ракетных двигателей, двигателей внутреннего сгорания, а также всевозможного технологического оборудования – компрессорных машин, сушильных и холодильных установок и т.д.

Рассматривая только макроскопические тела, термодинамика изучает закономерности тепловой формы движения материи, обусловленные наличием огромного числа непрерывно движущихся и взаимодействующих между собой микроструктурных частиц (молекул, атомов, ионов).

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

1.2 Термодинамическая система

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

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

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

В самом общем случае система может обмениваться со средой и вещест-

вом (массообменное взаимодействие). Такая система называется *открытой*. Потоки газа или пара в турбинах и трубопроводах – примеры открытых систем. Если вещество не проходит через границы системы, то она называется *закрытой*.

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

Система, не обменивающаяся с внешней средой ни энергией, ни веществом, называется *изолированной* (или замкнутой).

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

1.3 Основные термодинамические параметры состояния

Свойства каждой системы характеризуется рядом величин, которые принято называть термодинамическими параметрами. Основными среди них являются температура, давление и удельный объем.

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

$$P = \frac{2}{3} n \frac{m\overline{c^2}}{2}, \qquad (1.1)$$

где n – число молекул в единице объема; m – масса молекулы; $\overline{c^2}$ – средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул.

В Международной системе единиц (СИ) давление измеряется в паскалях (1 Па = 1 Н/м^2). Поскольку эта единица мала (1 кгс/см^2 = 1 ат = 98066,5 Па), удобнее использовать 1 гПа = 10^2 Па, 1 кПа = 10^3 Па, 1 бар = 10^5 Па, 1 МПа = 10^6 Па.

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

$$p_{изб} = p - p_{атм}.$$

Приборы для измерения давлений ниже атмосферного называют вакуумметрами; их показания дают значение разрежения (или вакуума)

$$p_в = p_{атм} - p,$$

т.е. избыток атмосферного давления над абсолютным.

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

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

$$\frac{m\overline{c^2}}{2} = \frac{3}{2} kT, \qquad (1.2)$$

где k – постоянная Больцмана, равная 1,380662·10^{-23} Дж/К. Температура T, определенная таким образом, называется

абсолютной.

В системе СИ единицей измерения температур является кельвин (К); на практике широко применяется градус Цельсия (°С). Соотношение между ними имеет вид:

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

Удельный объем ν — это объем единицы массы вещества. Если однородное тело массой m занимает объем *V,* то по определению $\nu = V/m$.

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

$$\nu = 1/\rho.$$

Для сравнения величин, характеризующих системы в одинаковых состояниях, вводится понятие «нормальные условия»: физические: $P = 760$ мм рт.ст.= = 101,325 кПа; $T = 273{,}15$ К; технические: $P = 735{,}6$ мм рт. ст. = 98 кПа; $t = 15$°С.

В технической термодинамике обычно используют физические нормальные условия.

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

Если между различными точками в системе существуют разности температур, давлений и т.д., то она является *неравновесной*. В такой системе под действием градиентов параметров возникают потоки теплоты, веществ и т.д., стремящиеся вернуть ее в состояние равновесия. Опыт показывает, что изолированная система с течением времени всегда приходит в состояние равновесия и никогда самопроизвольно выйти из него не может. В классической термодинамике рассматриваются только равновесные системы.

1.4 Уравнение состояния

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

$$f(p, \nu, T) = 0.$$

Уравнению состояния можно придать другую форму:

$$p = f_1(\nu, T),\ \nu = f_2(p, T),$$
$$T = f_3(p, \nu).$$

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

В термодинамических системах в качестве рабочего тела часто рассматривают *идеальный газ*, в котором не учитываются силы взаимодействия молекул, представляющих материальные точки, не имеющие объема.

Уравнением состояния идеального газа является уравнение Клапейрона:

$$p\nu = RT \qquad (1.3)$$

или

$$pV = mRT, \qquad (1.4)$$

где R – газовая постоянная, характеризующая работу 1 кг идеального газа при постоянном давлении и изменении температуры на 1 К.

Газовые постоянные для различных рабочих тел различны. Умножив обе части уравнения (1.3) на μ (молекулярную массу), получим уравнение Клапейрона – Менделеева:

$$p\,\mu\,\nu = \mu\,R\,T, \qquad (1.5)$$

где $\mu\nu$ – объем киломоля газа при нормальных физических условиях, $\mu\nu = 22{,}4$ м^3/кмоль; μR – универсальная газовая постоянная, $\mu R = 8314$ Дж/(кмоль·К).

Газовая постоянная конкретного рабочего тела в Дж/ (кг·К):

$$R = 8314/\mu. \qquad (1.6)$$

Свойства реальных рабочих тел описываются многочисленными эмпирическими уравнениями. Наиболее простым является уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$(P + a/\nu^2) * (\nu - b) = RT, \qquad (1.7)$$

где a и b – экспериментально полученные константы; a/ν^2 – поправка, учитывающая силы взаимодействия между молекулами; b – поправка, учитывающая объем молекул газа.

1.5 Термодинамический процесс

Любое изменение термодинамического состояния системы во времени называется *термодинамическим процессом*. Так, при перемещении поршня в цилиндре объем, а с ним давление и температура находящегося внутри газа будут изменяться, будет совершаться процесс расширения или сжатия газа.

Как уже отмечалось, система выведенная из состояния равновесия и предоставленная при постоянных параметрах окружающей среды самой себе, через некоторое время вернется в равновесное состояние, соответствующее этим параметрам. Такое самопроизвольное (без внешних воздействий) возвращение системы в состояние равновесия называется *релаксацией*, а промежуток времени, в течение которого система возвращается в состояние равновесия, называется *временем релаксации*.

Равновесный термодинамический процесс – это бесконечно медленно протекающий процесс, состоящий из последовательности равновесных состояний.

Реальные термодинамические процессы *неравновесные*. Однако, во многих случаях для упрощения расчетов их идеализируют, считая равновесными. Например, процессы сжатия и расширения газа в цилиндре поршневых двигателей внутреннего сгорания можно считать равновесными, т.к. скорость перемещения поршня (8 – 10 м/ с) значительно меньше местной скорости звука (400 –500 м/с). Равновесный процесс можно описать графически на плоскости, например, $V - P$ координат, при этом кривая характеризует совокупность равновесных состояний термодинамической системы.

Равновесные процессы являются процессами *обратимыми*. В термодинамике *обратимым* называется такой процесс, при совершении которого в прямом и обратном направлениях не происходит остаточных изменений ни в самой системе, ни в окружающей среде.

Обратимые процессы – это идеализированные процессы с максимальной работой при расширении и минимальной при сжатии.

Неравновесные процессы *необратимы*. При проведении таких процессов в прямом и обратном направлениях либо система, либо окружающая среда не возвращаются в исходное состояние.

Реальные процессы *необратимы*. Примером необратимого процесса является теплообмен при конечной разности температур. Опыт показывает, что теплота всегда самопроизвольно переходит от тела с большей температурой к телам с меньшей температурой. Обратный процесс может быть осуществлен только путем дополнительных затрат энергии, вызывающих остаточные изменения в окружающей среде.

Термодинамический цикл – термодинамический процесс, в результате которого рабочее тело, пройдя замкнутую последовательность неповторяющихся состояний, возвращается в начальное сос-

тояние. *Термодинамический цикл*, как и термодинамический процесс, может быть обратимым и необратимым. Обратимый цикл образуется только обратимыми процессами.

1.6 Смеси идеальных газов

Закон Дальтона. В инженерной практике часто приходится иметь дело с газообразными веществами, близкими по свойствам к идеальным газам и представляющими собой механическую смесь отдельных компонентов различных газов, химически не реагирующих между собой. Это так называемые *газовые смеси*. В качестве примера можно назвать продукты сгорания топлива в двигателях внутреннего сгорания, топках печей и паровых котлов, воздух в сушильных установках и т.д.

Основным законом, определяющим поведение газовой смеси, является *закон Дальтона*: полное давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений всех входящих в нее компонентов:

$$p = \sum_{i=1}^{n} p_i . \qquad (1.8)$$

Парциальное давление p_i – давление, которое имел бы газ, если бы он один при той же температуре занимал весь объем смеси.

Способы задания смеси. Состав газовой смеси может быть задан массовыми, объемными или мольными долями.

Массовой долей называется отношение массы отдельного компонента m_i к массе смеси m:

$$g_i = m_i / m. \qquad (1.9)$$

Очевидно, что $m = \sum_{1}^{n} m_i$ и $\sum_{1}^{n} g_i = 1$.

Массовые доли часто задаются в процентах. Например, для сухого воздуха $g_{N2} \approx 77\%$, $g_{o2} \approx 23\%$.

Объемная доля представляет собой отношение приведенного объема газа V_i к полному объему смеси V:

$$r_i = V_i / V. \qquad (1.10)$$

Приведенным называется объем, который занимал бы компонент газа, если бы его давление и температура равнялись давлению и температуре смеси.

Для вычисления приведенного объема запишем два уравнения состояния *i*-го компонента:

$$p_i V = m_i R_i T; \qquad (1.11)$$
$$p V_i = m_i R_i T. \qquad (1.12)$$

Первое уравнение относится к состоянию компонента газа в смеси, когда он имеет парциальное давление p_i и занимает полный объем смеси, а второе уравнение - к приведенному состоянию, когда давление и температура компонента равны, как и для смеси, p и T. Из уравнений следует, что

$$V_i = V p_i / p. \qquad (1.13)$$

Просуммировав соотношения (1.13) для всех компонентов смеси, получим с учетом закона Дальтона:

$$\sum_{1}^{n} V_i = V, \text{ откуда } \sum_{1}^{n} r_i = 1.$$

Объемные доли также часто задаются в процентах. Для воздуха $r_{O2} = 21\%$, $r_{N2} = 79\%$.

Иногда бывает удобнее задать состав смеси мольными долями. *Мольной долей* называется отношение количества молей N_i рассматриваемого компонента к общему количеству молей смеси N.

Пусть газовая смесь состоит из N_1 молей первого компонента, N_2 молей второго компонента и т.д. Число молей смеси

$$N = \sum_1^n N_i,$$

а мольная доля *i*-го компонента будет равна N_i/ N.

В соответствии с законом Авогадро объемы моля любого газа при одинаковых p и T, в частности при температуре и давлении смеси, одинаковы. Поэтому приведенный объем любого компонента может быть вычислен как произведение объема моля $\mu\nu_i$ на число молей этого компонента:

$$V_i = \text{м}\, v_i N_i,$$

а объем смеси – по формуле

$$V = \text{м}\, vN,$$

Тогда

$$\frac{V_i}{V} = r_i = \frac{N_i}{N}$$

и, следовательно, задание смеси газов мольными долями равнозначно заданию ее объемными долями.

Газовая постоянная смеси газов. Просуммировав уравнения (1.11) для всех компонентов смеси, получим:

$$V\sum_1^n p_i = \sum_1^n g_i m_i R_i T\,.$$

Учитывая (1.8), можно записать:

$$pV = mR_{\text{см}}T, \qquad (1.14)$$

где

$$R_{см} = \sum_1^n g_i R_i\,. \qquad (1.15)$$

Из уравнения (1.14) следует, что смесь идеальных газов также подчиняется уравнению Клапейрона.

Поскольку в соответствии с (1.6)

$$R = 8314/\ \mu,$$

то из (1.15) следует, что газовая постоянная смеси, Дж/(кг·К),

$$R_{\text{см}} = 8314\ \sum_1^n g_i\ /\ \mu_{\text{i}}. \qquad (1.16)$$

Кажущаяся молекулярная масса смеси. Выразим формально газовую постоянную смеси $R_{\text{см}}$ по формуле (1.6), введя кажущуюся молекулярную массу смеси $\mu_{\text{см}}$:

$$R_{\text{см}} = 8314/\ \mu_{\text{см}}. \qquad (1.17)$$

Сравнивая правые части соотношений (1.16) и (1.17), найдем:

$$\mu_{см} = \frac{1}{\sum_1^n g_i\ /\ \mu_i} \qquad (1.18)$$

Просуммировав соотношения (1.12) для всех компонентов, заменив предварительно V_i, m_i и R_i их значениями, получим выражение для кажущейся молекулярной массы смеси, заданной объемными долями:

$$\mu_{\text{см}} = \sum_1^n r_i\ \mu_i. \qquad (1.19)$$

Соотношение между объемными и массовыми долями. Из определения массовых долей следует, что:

$$g_i = \frac{m_i}{m} = \frac{\mu_i N_i}{\mu_{см} N} = \frac{\mu_i}{\mu_{см}} r_i\,.$$

Учитывая (1.19), получаем:

$$g_i = \frac{\mu_i\ r_i}{\sum_1^n r_i \mu_i}\,. \qquad (1.20)$$

Поскольку

$$r_i = V_i/\ V = N_i/\ N = N_i/\ \sum_1^n V_i\,,$$

то

$$r_i = \frac{m_i / \mu_i}{\sum_1^n m_i / \mu_i}.$$

Разделив числитель и знаменатель правой и левой частей этой формулы на массу смеси m, получим:

$$r_i = \frac{g_i / \mu_i}{\sum_1^n (g_i / \mu_i)}. \qquad (1.21)$$

Примеры решения типовых задач

Задача 1.1

Дано:
$P_{изб} = 0{,}13$ МПа
$P_{атм} = 90660$ Па
$t = 25$ ˚С
P – ?

Найти абсолютное давление пара в котле, если манометр показывает $P_{изб} = 0{,}13$ МПа, а атмосферное давление по ртутному барометру составляет $P_{атм} = 90660$ Па при температуре $t = 25$ ˚С.

Решение:

Показания ртутных барометров, манометров и вакуумметров приводят к температуре 0 ˚С по формуле:

$$P^0 = P\cdot(1 - 1{,}72 \cdot 10^{-4}\cdot t),$$

где P^0 – давление при температуре 0 ˚С; P – давление при температуре t, ˚С; $1{,}72\cdot10^{-4}$ – коэффициент объемного расширения ртути.

Из формулы $P_{изб} = P - P_{атм}$ находим:

$$P = P_{атм} + P_{изб.}$$

Показания барометра получено при температуре $t = 25$ ˚С. Это показание необходимо привести к 0 ˚С.

$$P^0 = P\cdot(1 - 1{,}72\cdot10^{-4}\cdot t) = 90660\cdot(1 - 1{,}72\cdot10^{-4}\cdot25) = 90270 \text{ Па} = 0{,}09 \text{ МПа}.$$

Тогда абсолютное давление пара в котле:

$$P = 0{,}09 + 0{,}13 = 0{,}22 \text{ МПа}.$$

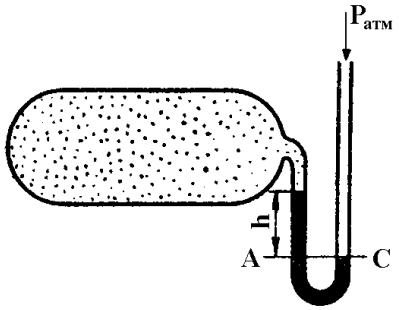
Задача 1.2

Дано:
$P_в = 56$ кПа,
$t = 20$ ˚С;
$P_{атм} = 102{,}4$ кПа,
$t = 18$ ˚С
P – ?

Ртутный вакуумметр, присоединенный к сосуду (рисунок 1.1), показывает разрежение $P_в = 56$ кПа при температуре ртути в нем $t = 20$ ˚С. Атмосферное давление по ртутному барометру $P_{атм} = 102{,}4$ кПа при температуре ртути $t = 18$ ˚С.

Определить абсолютное давление в сосуде.

Решение:



Разрежение в сосуде , приведенное к 0 ˚С,

$$P_в^0 = 56\cdot(1 - 1{,}72\cdot10^{-4}\cdot20) = 55{,}8 \text{ кПа},$$

а атмосферное давление, приведенное к 0 ˚С,

$$P_{атм}^0 = 102{,}4\cdot(1 - 1{,}72\cdot10^{-4}\cdot18) = 102{,}1 \text{ кПа}.$$

Из формулы $P_в = P_{атм} - P$ находим:

$$P = P_{атм}^0 - P_в^0 = 102{,}1 - 55{,}8 = 46{,}3 \text{ кПа}.$$

Рисунок 1.1.

Задача 1.3

Дано:

l = 180 мм = 0,18 м

$\alpha = 30^\circ$

ρ = 800 кг/ м^3

$P_{атм}$ = 1,02 бар =

= 1,05 · 10 ^{5} Па

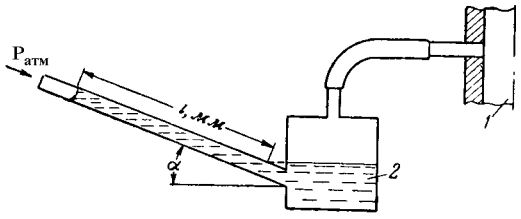
P – ?

Для измерения малых избыточных давлений или разрежений применяются микроманометры. Принципиальная схема этого прибора представлена на рисунке 1.2.

Определить абсолютное давление в воздухопроводе, если длина l жидкости в трубке микроманометра, наклоненной под углом $\alpha = 30^\circ$, равна 180 мм.

Рабочая жидкость – спирт с плотностью ρ = 800 кг/м^3. Показание барометра, приведенного к 0 ˚С, $P_{атм}$ = 1,02 бар.

Решение:



Абсолютное давление в воздухопроводе

$$P = P_{атм} + P_{изб},$$

где $P_{изб} = \rho g h = \rho\cdot g\cdot l\cdot\sin\alpha$, тогда $P_{изб} = P_{атм} + \rho\cdot g\cdot l\cdot\sin\alpha = 1{,}02 + 800\cdot9{,}81\cdot0{,}18\cdot\sin30^\circ\cdot10^{-5} = 1{,}027$ бар.

Рисунок 1.2. – К задаче 1.3.
1 – воздухопровод; 2 – микроманометр, заполненный спиртом.

Задача 1.4

Дано:

V = 20 л = 0,02 м ^{3}

P_1 = 10 МПа = 10·10^6 Па

t_1 = 15 ˚С

P_2 = 7,6 МПа = 7,6·10^6 Па

t_2 = 25 ˚С

μ_{O2} = 32 кг/ кмоль

Δm – ?

Баллон с кислородом емкостью 20 л находится под давлением 10 МПа при температуре 15 ˚С. После израсходования части кислорода давление понизилось до 7,6 МПа, а температура до 10 ˚С.

Определить массу израсходованного кислорода.

Решение:

Из уравнения состояния идеального газа (1.4)

$$m = \frac{P \cdot V}{R \cdot T}.$$

Следовательно, до расходования кислорода его масса составляла

$$m_1 = \frac{P_1 \cdot V}{R_{O2} \cdot T_1},$$

а после израсходования

$$m_2 = \frac{P_2 \cdot V}{R_{O2} \cdot T_2}.$$

Таким образом, расход кислорода

$$\Delta m = m_1 - m_2 = \frac{V}{R_{O2}} \cdot \left(\frac{P_1}{T_1} - \frac{P_2}{T_2} \right),$$

где $R_{O2} = 8314/ \mu_{O2}$, т.е.

$$\Delta m = \frac{V \cdot \mu_{O2}}{8314} \cdot \left(\frac{P_1}{T_1} - \frac{P_2}{T_2} \right);$$

$$\Delta m = \frac{0{,}02 \cdot 32}{8314} \cdot \left(\frac{10}{15 + 273} - \frac{7{,}6}{10 + 273} \right) \cdot 10^6 = 0{,}616 \text{ кг}.$$

Задача 1.5

Дано:
$r_{CO2} = 0{,}123$;
$\mu_{CO2} = 44$ кг/ кмоль
$r_{O2} = 0{,}072$;
$\mu_{O2} = 32$ кг/ кмоль
$r_{N2} = 0{,}805$;
$\mu_{N2} = 28$ кг/ кмоль
$P = 100$ кПа $= 10^5$ Па
$t = 800$ ˚С

$\mu_{см}$, $R_{см}$, $\rho_{см}$, $\nu_{см}$ – ?

Объемный состав сухих продуктов сгорания топлива (не содержащих водяных паров) следующий: 12,3% CO_2, 7,2% O_2, 80,5% N_2.

Найти кажущуюся молекулярную массу смеси и газовую постоянную, а также плотность и удельный объем продуктов сгорания при давлении 100 кПа и температуре 800 ˚С.

Решение:

Кажущуюся молекулярную массу определяем из уравнения (1.19)

$$\mu_{см} = \sum_1^n r_i \cdot \mu_i = r_{CO2} \cdot \mu_{CO2} + r_{O2} \cdot \mu_{O2} + r_{N2} \cdot \mu_{N2} =$$

$$0{,}123 \cdot 44 + 0{,}072 \cdot 32 + 0{,}805 \cdot 28 = 30{,}3 \text{ кг/кмоль}.$$

Газовую постоянную – из уравнения (1.17)

$$R_{см} = 8314/ \mu_{см} = 8314/ 30{,}3 = 274 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Удельный объем находим из уравнения состояния идеального газа (1.3)

$$\nu_{см} = R_{см} \cdot T/ P = 274 \cdot (800 + 273)/ 10^5 = 2{,}94 \text{ кг/м}^3.$$

Находим плотность

$$\rho_{см} = 1/ \nu_{см} = 1/ 2{,}94 = 0{,}34 \text{ кг/м}^3.$$

Задача 1.6

Дано:
$g_{H2} = 0,3$;
$\mu_{H2} = 2$ кг/кмоль
$g_{CO2} = 0,1$;
$\mu_{CO2} = 44$ кг/кмоль
$g_{N2} = 0,6$;
$\mu_{N2} = 28$ кг/кмоль
$P = 0,1013$ МПа =
$= 0,1013 \cdot 10^6$ Па
$t = 400$ ˚С

$\mu_{см}$, $R_{см}$, $\rho_{см}$ – ?

Определить значение кажущейся молекулярной массы, газовой постоянной и плотности при температуре 400 ˚С и давлении 0,1013 МПа. Смесь газов задана следующим массовым составом: 30% H_2, 10% CO_2, 60% N_2.

Решение:

Кажущуюся молекулярную массу определяем из уравнения (1.18)

$$\mu_{см} = \frac{1}{\sum_1^n g_i / \mu_i} = \frac{1}{\frac{g_{H2}}{\mu_{H2}} + \frac{g_{CO2}}{\mu_{CO2}} + \frac{g_{N2}}{\mu_{N2}}} = \frac{1}{\frac{0,3}{2} + \frac{0,1}{44} + \frac{0,6}{28}} = 5,838 \text{ кг/кмоль}.$$

Газовую постоянную определяем из уравнения (1.17)

$$R_{см} = 8314/ \mu_{см} = 8314/ 5,838 = 1424 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Плотность находим из уравнения

$$\frac{P}{\rho} = R \cdot T \text{, т.к. } \nu = \frac{1}{\rho}.$$

$$\rho = \frac{P}{R \cdot T} = \frac{0,1013 \cdot 10^6}{1424 \cdot (400 + 273)} = 0,106 \text{ кг/м}^3.$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 1.7

Определить абсолютное давление в сосуде (рисунок 1.3), если показание присоединенного к нему ртутного манометра равно 66,7 кПа, а атмосферное давление по ртутному барометру составляет 100 кПа. Температура воздуха в месте установки приборов рана 0 ˚С.

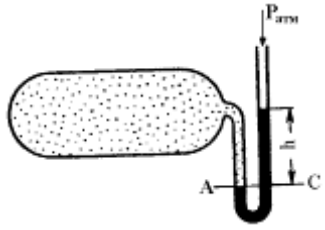


Рисунок 1.3. – К задаче 1.7.

Ответ: $P = 0,1667$ МПа.

Задача 1.8

Определить абсолютное давление пара в конденсаторе паровой турбины, если показание присоединенного к нему ртутного вакуумметра равно 94 кПа, а показание ртутного барометра, приведенное к 0 ˚С, 99,6 кПа. Температура воздуха в месте установки приборов $t = 20$ ˚С.

Ответ: $P = 5,9$ кПа.

Задача 1.9

Из ресивера 1 (рисунок 1.4) воздух поступает в коллектор двигателя 2. Разрежение в ресивере измеряется вакуумметром с наклонной трубкой. Угол наклона трубки к горизонтали 30˚, вакуумметр заполнен водой.

Определить абсолютное давление P (Па) в ресивере, если длина воды в трубке вакуумметра 300 мм, а давление окружающей среды 1000 гПа.

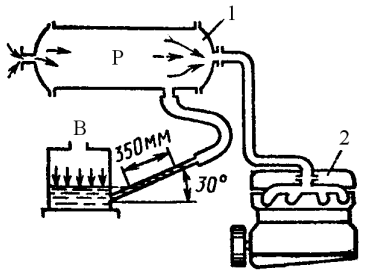


Рисунок 1.4. – К Задаче 1.9.
1 – ресивер; 2 – коллектор двигателя.

Ответ: $P = 0{,}983 \cdot 10^5$ Па.

Задача 1.10

В баллоне, вместимостью 0,1 м^3 находится кислород при давлении 6 МПа и температуре 25 ˚С. После того, как из него была выпущена часть газа, показание манометра стало 3 МПа, а температура понизилась до 15 ˚С. Определить массу выпущенного и плотность оставшегося в баллоне кислорода, если давление окружающей среды 1000 гПа.

Ответ: $\Delta m = 3{,}61$ кг; $\rho_2 = 41$ кг/м^3.

Задача 1.11

Генераторный газ имеет следующий объемный состав: 7% H_2; 2% CH_4; 27,6% CO; 4,8% CO_2; 58,6% N_2.

Определить массовые доли, кажущуюся молекулярную массу, газовую постоянную, плотность при температуре 15 ˚С и давлении 0,1 МПа.

Ответ: $g_{H2} = 0{,}005$; $g_{CH4} = 0{,}012$; $g_{CO} = 0{,}289$; $g_{CO2} = 0{,}079$; $g_{N2} = 0{,}615$;
$\mu_{см} = 26{,}7$ кг/кмоль; $R_{см} = 311$ Дж/(кг·К); $\rho_{см} = 1{,}12$ кг/м^3.

Задача 1.12

Массовый состав смеси следующий: 18% CO_2, 12% O_2, 70% N_2.

До какого давления нужно сжать эту смесь, находящуюся при нормальных условиях, чтобы при температуре 180 ˚С 8 кг ее занимали объем, равный 4 м^3.

Ответ: $P = 0{,}24$ МПа.

2 Первый закон термодинамики

2.1 Внутренняя энергия

Внутренняя энергия системы включает в себя:

1) кинетическую энергию поступательного, вращательного и колебательного движения частиц;

2) потенциальную энергию взаимодействия частиц.

Внутренняя энергия есть некоторая, однозначная функция состояния тела, т.е. любых двух независимых параметров, определяющих это состояние:

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

Внутренняя энергия сложной системы определяется суммой энергий отдельных ее частей, т.е. обладает свойством аддитивности. *Величина*

$$u = U/m$$

называется *удельной внутренней энергией* и представляет собой внутреннюю энергию единицы массы вещества. Она выражается в Дж/кг.

Поскольку внутренняя энергия есть функция состояния тела, то ее изменение Δu в термодинамическом процессе не зависит от характера процесса, а определяется только начальным и конечным состояниями тела:

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

где u_1 — значение внутренней энергии в начальном состоянии, а u_2 — в конечном. Математически это означает, что бесконечно малое изменение внутренней энергии du есть полный дифференциал u; если выразить внутреннюю энергию в виде функции удельного объема и температуры, то

$$du = (\partial u/\partial T)_v\, dT + (du/dv)_T\, dv. \qquad (2.1)$$

Внутренняя энергия идеального газа, в котором отсутствуют силы взаимодействия между молекулами, не зависит от объема газа или давления [$(\partial u/\partial v)_T = 0$, $(\partial u/\partial p)_T = 0$], а определяется только его температурой, поэтому производная от внутренней энергии идеального газа по температуре есть полная производная:

$$(\partial u/\partial T)_p = (\partial u/\partial T)_v = du/dT. \qquad (2.2)$$

Для большинства задач технической термодинамики важно не абсолютное значение внутренней энергии, а ее изменение в различных термодинамических процессах. Поэтому начало отсчета внутренней энергии может быть выбрано произвольно. Например, внутреннюю энергию идеальных газов принято считать равной нулю при $t = 0$ °C.

2.2 Работа деформации

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

Рассмотрим газ, заключенный в цилиндре с подвижным поршнем площадью F (рисунок 2.1). Если газу сообщить некоторое количество теплоты, то он будет расширяться, совершая при этом работу против внешнего давления p, оказываемого на него поршнем. Газ действует на поршень с силой, равной pF, и совершает элементарную работу $\delta L = pFdy$, перемещая поршень на расстояние dy. Но Fdy представляет собой увеличение объема системы, следовательно,

$$\delta L = pdV. \qquad (2.3)$$

При конечном изменении объема

$$L = \int_{V1}^{V2} pdV. \qquad (2.4)$$

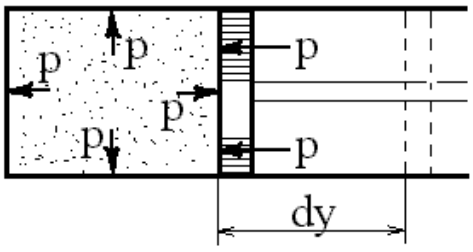


Рисунок 2.1**.** – К определению работы деформации.

Работа L против сил внешнего давления, связанная с изменением объема системы, носит название *работы деформации*. Поскольку P – величина положительная, δL и dV всегда имеют одинаковые знаки:

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

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

Единицей измерения работы в СИ является джоуль (Дж).

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

$$l = L/m;$$
$$\delta l = \delta L/m = pdV/m = $$
$$= pd(V/m) = pdv. \qquad (2.5)$$

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

$$l = \int_{v_1}^{v_2} pdv\,. \qquad (2.6)$$

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

Формулы (2.3) – (2.6) справедливы только для равновесных процессов, при которых давление рабочего тела равно давлению окружающей среды.

В термодинамике для исследования равновесных процессов широко используют p,v – диаграмму, в которой осью абсцисс служит удельный объем, а осью ординат – давление. Поскольку состояние термодинамической системы определяется двумя параметрами, то на p,v – диаграмме оно изображается точкой.

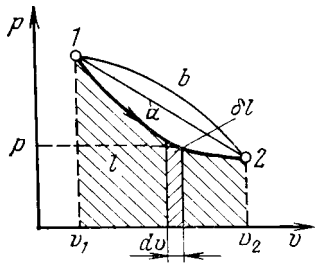


Рисунок 2.2. – Графическое изображение работы деформации в p,v – координатах.

На рисунке 2.2 точка 1 соответствует начальному состоянию системы, точка 2 – конечному, а линия 12 – процессу расширения рабочего тела от v_1 до v_2.

При бесконечно малом изменении объема dv площадь заштрихованной вертикальной полоски равна $pdv = \delta l$, следовательно, работа процесса *12* изображается площадью, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами. Таким образом, работа изменения объема эквивалентна площади под кривой процесса в диаграмме p,v.

Каждому пути перехода системы из состояния *1* в состояние *2* (например, *12, 1a2* или *1b2*) соответствует своя работа расширения: $l_{1b2} > l_{1a2} > l_{12}$. Следовательно, работа зависит от характера термодинамического процесса, а не является функцией состояния системы в отличие от давления, температуры и т.д. С другой стороны, $\int pdv$ зависит от пути интегрирования, и, следовательно, элементарная работа δl не является полным дифференциалом и не может быть представлена соотношением, аналогичным (2.1).

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

Поскольку величина δl пропорциональна увеличению объема, то в качестве рабочих тел, предназначенных для преобразования тепловой энергии в механическую, целесообразно выбирать такие, которые допускают значительное увеличение объема. Этим качеством обладают газы и пары жидкостей. Поэтому, например, на тепловых электрических станциях рабочим телом служат пары воды, а в двигателях внутреннего сгорания – газообразные продукты сгорания того или иного топлива.

2.3 Теплота

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

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

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

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

2.4 Аналитическое выражение первого закона термодинамики

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

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

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

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

$$\delta Q = dU + \delta L, \qquad (2.7)$$

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

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

1. $\delta Q = 0$ – теплообмен системы с окружающей средой отсутствует, т.е. теплота к системе не подводится и от нее

не отводится. Процесс при отсутствии теплообмена называется *адиабатным*. Для него уравнение (2.7) принимает вид:

$$\delta L = - dU. \qquad (2.8)$$

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

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

$$\delta Q = \delta U, \qquad (2.9)$$

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

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

$$\delta Q = \delta L, \qquad (2.10)$$

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

Для системы, содержащей 1 кг рабочего тела,

$$\delta q = du + \delta l. \qquad (2.11)$$

Проинтегрировав уравнения (2.7) и (2.11) для некоторого процесса, получим выражение первого закона термодинамики в интегральной форме:

$$Q = \Delta U + L \text{ и } q = \Delta u + l, \qquad (2.12)$$

где $\Delta U = U_2 - U_1$, $\Delta u = u_2 - u_1$.

2.5 Теплоемкость газов и их смесей

Отношение количества теплоты δQ, полученного телом при бесконечно малом изменении его состояния, к связанному с этим изменению температуры тела dT называется *теплоемкостью тела* в данном процессе:

$$C = \delta Q / dT.$$

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

1) *удельную массовую теплоемкость c,* отнесенную к 1 кг газа и измеряемую в Дж/(кг·К);

2) *удельную объемную теплоемкость c′,* отнесенную к количеству газа, содержащегося в 1 м^3 объема при нормальных физических условиях, и измеряемую в Дж/(м^3·К);

3) *удельную мольную теплоемкость* μc, отнесенную к одному киломолю и измеряемую в Дж/ (кмоль·К).

Зависимость между удельными теплоемкостями устанавливается очевидными соотношениями:

$$c = \mu c / \mu; \quad c' = \mu c / 22{,}4;$$
$$c' = c\rho_н. \qquad (2.13)$$

Здесь 22,4 м^3 и $\rho_н$ – объем одного киломоля и плотность газа при нормальных условиях.

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

В термодинамических расчетах большое значение имеют:

теплоемкость при постоянном давлении

$$c_p = \delta q_p / dT, \qquad (2.14)$$

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

теплоемкость при постоянном объеме

$$c_v = \delta q_v / dT, \qquad (2.15)$$

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

В соответствии с первым законом термодинамики для закрытых систем

$$\delta q = du + pdv.$$

С учетом соотношения (2.1)

$$\delta q = (\partial u / \partial T)_v dT + \\ + [(\partial u / \partial v)_T + p] dv. \qquad (2.16)$$

Для изохорного процесса *(v = const*) это уравнение принимает вид:

$$\delta q_v = (\partial u / \partial T)_v dT,$$

и, учитывая (2.15), получаем, что

$$c_v = (\partial u / \partial T)_v, \qquad (2.17)$$

т.е. теплоемкость тела при постоянном объеме равна частной производной от его внутренней энергии по температуре и характеризует темп роста внутренней энергии в изохорном процессе с ростом температуры.

С учетом (2.2) для идеального газа

$$c_v = du / dT. \qquad (2.18)$$

Для изобарного процесса *(p = const*) из уравнений (2.16) и (2.14) получаем:

$$c_p = (\partial u / \partial T)_v + [(\partial u / \partial v)_T + p] \times \\ \times (dv / dT)_p,$$

или

$$c_p = c_v + [(\partial u / \partial v)_T + p] \times \\ \times (dv / dT)_p. \qquad (2.19)$$

Это уравнение показывает связь между теплоемкостями c_p и c_v. Для идеального газа оно значительно упрощается. Действительно, внутренняя энергия идеального газа определяется только его температурой и не зависит от объема, поэтому $(\partial u/\partial v)_T = 0$ и, кроме того, из уравнения состояния (1.3) следует $p(\partial v/\partial T)_p = R$, откуда

$$c_p = c_v + R. \qquad (2.20)$$

Соотношение (2.20) называется *уравнением Майера* и является одним из основных в технической термодинамике.

В процессе $v = const$ теплота, сообщаемая газу, идет лишь на изменение его внутренней энергии, тогда как в процессе $p = const$ теплота расходуется и на увеличение внутренней энергии и на совершение работы против внешних сил. Поэтому c_p больше c_v на величину этой работы. Следовательно, *газовая постоянная R* численно равна работе расширения одного килограмма газа при нагревании его при постоянном давлении на один кельвин.

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

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

Поскольку теплоемкость газа зависит от температуры, в термодинамике различают истинную и среднюю теплоемкости.

Средней теплоемкостью c_m данного процесса в интервале температур от t_1 до t_2 называется отношение количества теплоты, сообщаемой газу, к разнос-

ти конечной и начальной температур $(t_2 - t_1)$:

$$c_m\big|_{t_1}^{t_2} = q/(t_2 - t_1). \qquad (2.21)$$

Выражение

$$c = \delta q/dT \qquad (2.22)$$

определяет теплоемкость при данной температуре, или так называемую *истинную теплоемкость*.

Из (2.22) следует, что

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c\,dt, \qquad (2.23)$$

поэтому

$$c_m\big|_{t_1}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} c\,dt/(t_2 - t_1).$$

Для практических расчетов теплоемкости всех веществ сводят в таблицы, причем с целью сокращения объема таблиц средние теплоемкости приводят в них для интервала температур от 0 до t °С [2, 3].

Среднюю теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2 находят по формуле:

$$c_m\big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_m\big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_m\big|_0^{t_1} \cdot t_1}{t_2 - t_1}. \qquad (2.24)$$

Тогда, учитывая (2.21),

$$q = c_m\big|_{t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1) = c_m\big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_m\big|_0^{t_1} \cdot t_1. \qquad (2.25)$$

Все изложенное относится также к мольным и к объемным теплоемкостям.

Для приближенных расчетов при невысоких температурах можно принимать следующие значения мольных теплоемкостей (смотри таблицу 2.1).

Таблица 2.1

Газы	Теплоемкость, кДж/ (кмоль·К)		$k = \frac{c_p}{c_v}$
	μc_v	μc_p	
Одноатомные	12,56	20,93	1,67
Двухатомные	20,93	29,31	1,41
Трех- и многоатомные	29,31	37,68	1,29

Теплоемкость смесей идеальных газов. Если смесь газов задана массовыми долями, то ее массовая теплоемкость определяется как сумма произведений массовых долей на массовую теплоемкость каждого компонента:

$$c_v = \sum_1^n g_i c_{vi}, \quad c_p = \sum_1^n g_i c_{pi}. \qquad (2.26)$$

При задании смеси объемными долями объемная теплоемкость смеси

$$c_v' = \sum_1^n r_i c_{vi}', \quad c_p' = \sum_1^n r_i c_{pi}'. \qquad (2.27)$$

Аналогично мольная теплоемкость смеси равна сумме произведений объемных долей на мольные теплоемкости составляющих смесь газов:

$$\mu c_v = \sum_1^n r_i (\mu c_v)_i,$$

$$\mu c_p = \sum_1^n r_i (\mu c_p)_i. \qquad (2.28)$$

2.6 Энтальпия

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

$$H = U + pV. \qquad (2.29)$$

Так как входящие в нее величины являются функциями состояния, то и сама *энтальпия является функцией состояния* и поэтому может быть представ-

лена в виде функции двух любых параметров состояния:

$$H = \psi_1 (p, V); \; H = \psi_2 (V, T); \; H = \psi_3 (p, T).$$

Так же как внутренняя энергия, работа и теплота, энтальпия измеряется в джоулях.

Энтальпия обладает свойством аддитивности. Величина

$$h = u + pv, \qquad (2.30)$$

называемая *удельной энтальпией* ($h = H/m$), представляет собой энтальпию системы, содержащей 1 кг вещества, и измеряется в Дж/кг.

Поскольку энтальпия есть функция состояния, dH является полным дифференциалом, и, следовательно, изменение энтальпии в любом процессе определяется только начальным и конечным состояниями тела и не зависит от характера процесса.

$$\Delta H = \int_1^2 dH = H_2 - H_1 .$$

Физический смысл энтальпии ясен из следующего простого примера. В цилиндре под поршнем находится газ (рисунок 2.3). Его давление уравновешивается грузом весом pF.

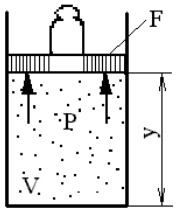


Рисунок 2.3. – К определению физического смысла энтальпии.

Полная энергия E расширенной системы, состоящей из газа и поршня с грузом, складывается из внутренней энергии газа U и потенциальной энергии поршня с грузом, равной $pFy = pV$, так что

$$E = U + pV = H.$$

Член pV численно равен работе, которую нужно совершить, чтобы ввести объем V газа из вакуума в пространство с давлением p. Он характеризует потенциальную энергию газа, сжатого внешним давлением.

Следовательно, энтальпия любой термодинамической системы представляет собой сумму внутренней энергии системы и потенциальной энергии источника внешнего давления.

Уравнение (2.11), с учетом (2.5),

$$\delta q = du + p \cdot dv$$

в случае, когда единственным видом работы является работа расширения, с учетом очевидного соотношения

$$p \cdot dv = d(pv) - v \cdot dp$$

может быть записано в виде

$$\delta q = d(u + pv) - v \cdot dp,$$

или

$$\delta q = dh - v \cdot dp. \qquad (2.31)$$

Из этого соотношения следует, что если давление системы сохраняется неизменным, т.е. осуществляется изобарный процесс $(dp=0)$, то

$$\delta q_p = dh \qquad (2.32)$$

и

$$q_p = h_2 - h_1, \qquad (2.33)$$

т.е. теплота, подведенная к системе при постоянном давлении, расходуется только на изменение энтальпии данной системы.

Для идеального газа с учетом (2.18) и (1.3) получим:

$$dh = du + d(pv) = c_v\, dT + R\, dT = (c_v + R)\, dT = c_p\, dT. \qquad (2.34)$$

Начало отсчета энтальпии, так же как и внутренней энергии, примем равным 0 °С:

$$h = \int_0^t c_p dT = c_{pm}\Big|_0^t t \,. \qquad (2.35)$$

При расчетах практический интерес представляет изменение энтальпии в конечном процессе:

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

$$= c_{pm}\Big|_0^{t_2} t_2 - c_{pm}\Big|_0^{t_1} t_1 \,. \qquad (2.36)$$

Примеры решение типовых задач

Задача 2.1

Дано:
$V = 300$ л $= 0{,}3$ м^3
$P_1 = 0{,}3$ МПа $=$
$= 0{,}3 \cdot 10^6$ Па
$t_1 = 20$ ˚С
$t_2 = 120$ ˚С
$\mu_в \approx 29$ кг/ кмоль
$R_в = 287$ Дж/(кг·К)

Q_v – ?

В закрытом сосуде объемом 300 л находится воздух при давлении 0,3 МПа и температуре 20 ˚С.

Какое количество теплоты необходимо подвести для того, чтобы температура воздуха поднялась до 120 ˚С? Задачу решить, принимая теплоемкость воздуха постоянной.

Решение:

Пользуясь уравнением состояния, определяем массу воздуха, находящегося в сосуде

$$m = \frac{p_1 V}{R T_1} = \frac{0{,}3 \cdot 10^6 \cdot 0{,}3}{287 \cdot (20 + 273)} = 1{,}07 \text{ кг}.$$

Для двухатомных газов, считая теплоемкость величиной постоянной, имеем (таблица 2.1)

$$\mu c_v = 20{,}93 \text{ кДж/(кмоль·К)};$$

следовательно, массовая изохорная теплоемкость воздуха

$$c_v = \frac{\mu c_v}{\mu} = \frac{20{,}93}{29} = 0{,}722 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Количество подведенной теплоты

$$Q_v = m \cdot c_v \cdot (t_2 - t_1) = 1{,}07 \cdot 0{,}722 \cdot (120\text{-}20) = 77{,}25 \text{ кДж}.$$

Задача 2.2

Дано:
$m = 1$ кг
$t_1 = 300$ ˚С
$t_2 = 50$ ˚С
$\mu_в \approx 29$ кг/ кмоль

Δu, Δh – ?

Найти изменение внутренней энергии и энтальпии 1 кг воздуха при его охлаждении от 300 ˚С до 50 ˚С. Теплоемкость воздуха принять постоянной.

Решение:

Считая воздух идеальным газом, имеем

$$\Delta u = c_v \cdot (t_2 - t_1), \text{ кДж/кг}$$

$$\Delta h = c_p \cdot (t_2 - t_1),\ \text{кДж/кг}.$$

Для двухатомных газов, согласно таблице 2.1,

$$\mu c_v = 20{,}93\ \text{кДж/(кмоль·К)};\ \mu c_p = 29{,}31\ \text{кДж/ (кмоль·К)},$$

тогда,

$$c_v = \frac{\mu c_v}{\mu} = \frac{20{,}93}{29} = 0{,}722\ \text{кДж/(кг·К)};$$

$$c_p = \frac{\mu c_p}{\mu} = \frac{29{,}31}{29} = 1{,}01\ \text{кДж/(кг·К)}.$$

Следовательно,

$$\Delta u = 0{,}722 \cdot (50 - 300) = -180{,}5\ \text{кДж/кг};$$
$$\Delta h = 1{,}01 \cdot (50 - 300) = -252{,}5\ \text{кДж/кг}.$$

Задача 2.3

Дано:
$t_1 = 200$ ˚C
$t_2 = 800$ ˚C

$c_{pm}\big|_{200}^{800} - ?$

Вычислить среднюю массовую теплоемкость для воздуха при постоянном давлении в пределах 200 – 800 ˚C, считая зависимость теплоемкости от температуры нелинейной.

Решение:

Согласно уравнению (2.24)

$$c_{pm}\big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_{pm}\big|_0^{t_2} t_2 - c_{pm}\big|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}.$$

Пользуясь таблицей I (смотри приложения), получим для воздуха

$$c_{pm}\big|_0^{800} = 1{,}0710\ \text{кДж/(кг·К)};$$
$$c_{pm}\big|_0^{200} = 1{,}0115\ \text{кДж/(кг·К)},$$

отсюда

$$c_{pm}\big|_{200}^{800} = \frac{1{,}0710 \cdot 800 - 1{,}0115 \cdot 200}{800 - 200} = 1{,}091\ \text{кДж/(кг·К)}.$$

Задача 2.4

Дано:
$t_1 = 200$ ˚C
$t_2 = 1200$ ˚C
$r_{CO2} = 0{,}145$
$r_{O2} = 0{,}065$
$r_{N2} = 0{,}79$

$q_p - ?$

Найти количество теплоты, необходимое для нагрева 1 м^3 (при нормальных условиях) газовой смеси состава: $r_{CO2} = 0{,}145$; $r_{O2} = 0{,}065$; $r_{N2} = 0{,}79$ от 200 ˚C до 1200 ˚C при $P = const$ и нелинейной зависимости теплоемкости от температуры.

Решение:

Пользуясь формулами (2.25) и (2.27), получим

$$q_p = c'_{pтсм}\big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c'_{pтсм}\big|_0^{t_1} \cdot t_1 = \sum_1^n c_{pmi}\big|_0^{t_2} \cdot r_i \cdot t_2 - \sum_1^n c_{pmi}\big|_0^{t_1} \cdot r_i \cdot t_1 =$$

$$= (c'_{pmCO2}\big|_0^{t_2} \cdot r_{CO2} + c'_{pmO2}\big|_0^{t_2} \cdot r_{O2} + c'_{pmN2}\big|_0^{t_2} \cdot r_{N2}) \cdot t_2 -$$
$$- (c'_{pmCO2}\big|_0^{t_1} \cdot r_{CO2} + c'_{pmO2}\big|_0^{t_1} \cdot r_{O2} + c'_{pmN2}\big|_0^{t_1} \cdot r_{N2}) \cdot t_1 .$$

Подставляя значения соответствующих теплоемкостей из таблицы П3 (смотри приложения), находим

$$q_p = (2{,}2638 \cdot 0{,}145 + 1{,}5005 \cdot 0{,}065 + 1{,}4143 \cdot 0{,}79) \cdot 1200 -$$
$$- (1{,}7873 \cdot 0{,}145 + 1{,}3352 \cdot 0{,}065 + 1{,}2996 \cdot 0{,}79) \cdot 200 = 1576{,}2 \text{ кДж/м}^3.$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 2.5

Воздух в количестве 6 м^3 при давлении 0,3 МПа и температуре 25 ˚С нагревается при постоянном давлении до 130 ˚С.

Определить количество подведенной к воздуху теплоты, считая $c = const$.

Ответ: $Q_P = 2231$ кДж.

Задача 2.6

Найти среднюю объемную теплоемкость c'_{pm} и c'_{vm} для воздуха в пределах $400 \div 1200$ ˚С, считая зависимость теплоемкости от температуры нелинейной.

Ответ: $c'_{pm}\big|_{400}^{1200} = 1{,}4846$ кДж/(м^3·К); $c'_{vm}\big|_{400}^{1200} = 1{,}1137$ кДж/(м^3·К).

Задача 2.7

Найти изменение внутренней энергии и энтальпии 2 м^3 воздуха, если температура его понижается от 250 ˚С до 70 ˚С. Теплоемкость воздуха принять постоянной. Начальное давление воздуха 0,6 МПа.

Ответ: $\Delta U = -1039$ кДж; $\Delta H = -1453{,}5$ кДж.

Задача 2.8

Газовая смесь имеет следующий состав по объему: 20% H_2O; 35% CO_2 и 45% N_2.

Определить количество теплоты, необходимое для нагрева 1 кг смеси при постоянном объеме от 200 ˚С до 400 ˚С.

Ответ: $q_v = 181$ кДж/кг.

Вопросы для самоподготовки

1 Что изучает техническая термодинамика?

2 Что такое термодинамическая система, открытая, закрытая, изолированная термодинамическая система?

3 Основные термодинамические параметры состояния, их размерность. Что такое идеальный газ, его уравнение состояния? Газовая постоянная, универсальная газовая постоянная, их физический смысл.

4 Реальный газ. Уравнение Ван-дер-Ваальса.

5 Что такое термодинамический процесс, равновесный, неравновесный, обратимый, необратимый термодинамический процесс, термодинамический цикл?

6 Что собой представляет газовая смесь? Закон Дальтона. Способы задания газовой смеси.

7 Как определяется кажущаяся молекулярная масса, газовая постоянная смеси?

8 Что понимается под внутренней энергией системы? От каких параметров (параметра) состояния зависит внутренняя энергия реального и идеального газа?

9 Что называется работой деформации? Как она определяется и графически представляется в p,v – координатах?

10 Сущность и аналитическое выражение первого закона термодинамики.

11 Дать определение теплоемкости, удельной, истинной и средней теплоемкости.

12 Что такое теплоемкость при постоянном объеме и при постоянном давлении?

13 Связь между теплоемкостями c_p и c_v (уравнение Майера).

14 Как определяется теплоемкость газовых смесей?

15 Что такое энтальпия, ее физический смысл.

16 Аналитическое выражение первого закона термодинамики с использованием энтальпии.

3 Второй закон термодинамики

3.1 Энтропия

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

Впервые энтропия была введена Р. Клаузиусом

Таким образом,

$$ds = \delta q/T. \qquad (3.1)$$

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

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

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

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T}. \qquad (3.2)$$

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

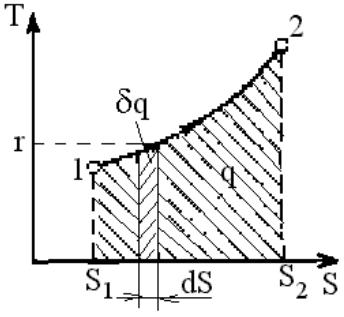


Рисунок 3.1. – Графическое изображение теплоты в T, s – координатах.

Из уравнения (3.1) следует, что в равновесном процессе

$$\delta q = T\, ds \qquad (3.3)$$

и

$$q = \int_1^2 Tds. \qquad (3.4)$$

Очевидно, что в T,s – диаграмме

элементарная теплота процесса δq изображается элементарной площадкой с высотой T и основанием ds, а площадь, ограниченная линией процесса, крайними ординатами и осью абсцисс, эквивалентна теплоте процесса.

Формула (3.3) показывает, что ds и δq имеют одинаковые знаки, следовательно, по характеру изменения энтропии в равновесном процессе можно судить о том, в каком направлении происходит теплообмен. При нагревании тела ($\delta q > 0$) его энтропия возрастает ($ds > 0$). Если тело охлаждается ($\delta q < 0$), то его энтропия убывает ($ds < 0$).

3.2 Формулировка второго закона

Из первого закона термодинамики следует, что взаимное превращение тепловой и механической энергии в двигателе должно осуществляться в строго эквивалентных количествах. Двигатель, который позволял бы получать работу без энергетических затрат, называется *вечным двигателем первого рода*. Ясно, что такой двигатель невозможен, ибо он противоречит первому закону термодинамики. Поэтому первый закон можно сформулировать в виде следующего утверждения: *вечный двигатель первого рода невозможен.*

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

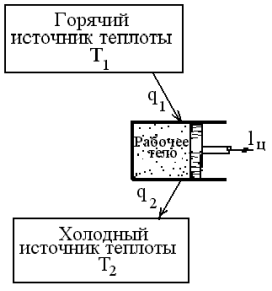


Рисунок 3.2. – Термодинамическая схема теплового двигателя.

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

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

Работа двигателя осуществляется следующим образом (рисунок 3.3). Расширяясь по линии *1B2*, рабочее тело совершает работу, равную площади *1B22'1'*. В непрерывно действующей тепловой машине этот процесс должен повторяться многократно. Для этого нужно уметь возвращать рабочее тело в исходное состояние. Такой переход можно осуществить в процессе *2B1*, по при этом потребуется совершить над рабочим телом ту же самую работу. Ясно, что это не имеет смысла, так как суммарная работа – работа цикла – окажется равной нулю.

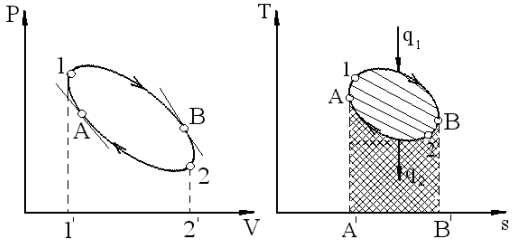


Рисунок 3.3. – Круговой процесс (цикл) в p,v – и T,s – координатах.

Для того чтобы двигатель непре-

работы сжатия. Поэтому кривая сжатия *2A1* должна лежать ниже кривой расширения. Затраченная в процессе *2A1* работа изображается площадью *2A11'2'*. В результате каждый килограмм рабочего тела совершает за цикл полезную работу $l_{Ц}$, эквивалентную площади *1B2A1*, ограниченной контуром цикла.

Если провести две адиабаты, касательные к контуру цикла в точках *A* и *B*, то цикл разобьется на два участка: участок *A1B*, на котором происходит подвод теплоты q_1, и участок *B2A*, на котором происходит отвод теплоты q_2. В точках *A* и *B*, лежащих на адиабатах, нет ни подвода, ни отвода теплоты, и в этих точках поток теплоты меняет знак. Таким образом, для непрерывной работы двигателя необходим циклический процесс, в котором к рабочему телу от горячего источника подводится теплота q_1, и отводится от него к холодному теплота q_2. В *T,s* – диаграмме теплота q_1 эквивалентна площади *A'A1BB*', а q_2 – площади *A'A2BB'*.

Применим первый закон термодинамики к циклу, который совершает один килограмм рабочего тела:

$$\oint \delta\, q = \oint du + \oint \delta\, l\,.$$

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

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

$$q_{ц} = l_{ц,}, \qquad (3.5)$$

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

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

$$\eta_t = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1}\,. \qquad (3.6)$$

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

Соотношение (3.5) является математическим выражением принципа эквивалентности тепловой и механической энергии.

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

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

3.3 Прямой цикл Карно

Итак, для превращения теплоты в работу в непрерывно действующей машине должны быть два источника теплоты: один, который бы получить теплоту («горячий» источник); рабочее тело, совершающее термо-

шине нужно иметь по крайней мере тело или систему тел, от которых можно было

ло, т.е. забирать от него теплоту, не превращенную в работу («холодный» источник).

Рассмотрим простейший случай, когда имеется один «горячий» с температурой T_1 и один «холодный» с температурой T_2 источник теплоты, причем теплоемкость каждого из них столь велика, что отъем рабочим телом теплоты от одного источника и передача ее другому не меняет их температуры.

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

динамический процесс, и тело или систему тел, способную охлаждать рабочее те-

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

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

Теперь возвратим тело в начальное состояние. Для этого сначала поместим цилиндр на холодный источник с температурой T_2 и будем сжимать. Рабочее тело по изотерме *cd*, затрачивая работу и отводя при этом к нижнему источнику от рабочего тела теплоту $q_2 = T_2 (s_2 - s_1)$.

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

Таким образом, в результате цикла каждый килограмм газа получает от горячего источника теплоту q_1, отдает холодному теплоту q_2 и совершает работу $l_ц$.

Подставив в формулу (3.6), справедливую для любого цикла, выражения для q_1 и q_2, получим, что термический КПД цикла Карно определяется формулой

$$\eta_t = l - T_2 / T_1. \qquad (3.7)$$

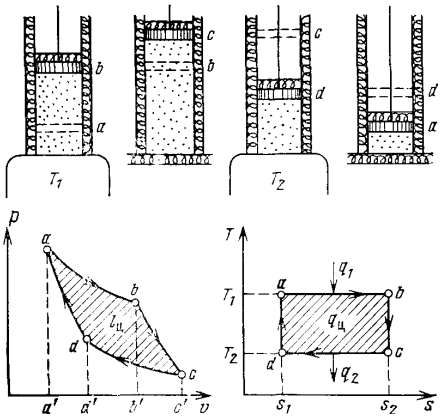


Рисунок 3.4. – Прямой цикл Карно.

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

3.4 Обобщенный (регенеративный) цикл Карно

При наличии только двух источников теплоты с температурами T_1 и T_2 можно осуществить более сложный цикл, если использовать *регенерацию теплоты*. Сущность ее заключается в следующем.

Рассмотрим цикл *abfe* на рисунке 3.5, состоящий из двух изотерм *ab* и *fe* и двух произвольных равновесных процессов *bf* и *ea,* линии которых эквидистантны в *T,s* – диаграмме.

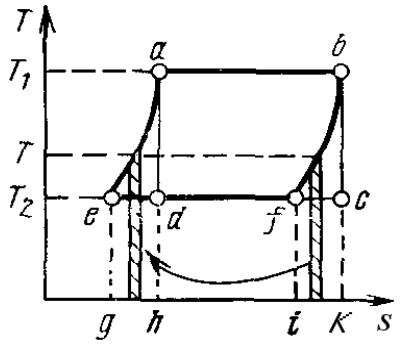


Рисунок 3.5. – Обобщенный (регенеративный) цикл Карно.

Для равновесного нагрева рабочего тела по линии *ea* и охлаждения по линии *bf* нужно располагать бесконечно большим количеством источников теплоты, чтобы при каждой температуре в диапазоне $T_2 – T_1$ теплообмен между источником теплоты и рабочим телом протекал обратимо. Однако можно осуществить процесс так, чтобы теплота δq, выделяющаяся при охлаждении по линии *bf* при температуре *T* по линии *bf,* затрачивалась на нагрев тела при той же температуре по линии *ea.* Если линии *ea* и *bf* эквидистантны, то количества отданной при охлаждении (площадь *ifbk)* и полученной при нагреве (площадь *geah)* теплоты одинаковы, т.е. теплота, выделенная при охлаждении по линии *bf,* полностью используется (регенерируется) по линии *ea.*

От горячего источника при температуре T_1 по-прежнему подводится теплота q_1, эквивалентная площади *habk,* и к холодному источнику при температуре T_2 отводится теплота q_2, соответствующая площади *gefi.*

Термический КПД данного цикла

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(s_k - s_h) - T_2(s_i - s_g)}{T_1(s_k - s_h)},$$

но $s_k - s_h = s_i - s_g$ вследствие эквидистантности кривых *bf* и *ea*, поэтому

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

Таким образом, обратимые циклы, подобные рассмотренному и осуществляемые так же, как и цикл Карно между двумя источниками теплоты, имеют КПД, равный КПД цикла Карно. Они называются *обобщенными (регенеративны-*

деляющаяся при охлаждении тела при

ми) циклами Карно.

3.5 Обратный цикл Карно

Осуществим обратимый цикл Карно в обратном направлении. Рабочее тело с начальными параметрами точки *a* (рисунок 3.6) расширяется адиабатно, совершая работу расширения за счет внутренней энергии, и охлаждается от температуры T_1 до температуры T_2. Дальнейшее расширение происходит по изотерме, и рабочее тело отбирает от нижнего источника с температурой T_2 теплоту q_2. Далее газ подвергается сжатию сначала по адиабате, и его температура от T_2 повышается до T_1, а затем – по изотерме ($T_1 = const$). При этом рабочее тело отдает верхнему источнику с температурой T_1 количество теплоты q_1.

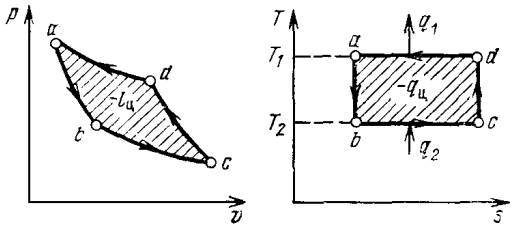


Рисунок 3.6. – Обратный цикл Карно в *p,v* – и *T,*s – диаграммах.

Общая схема преобразования энергии показана на рисунке 3.7.

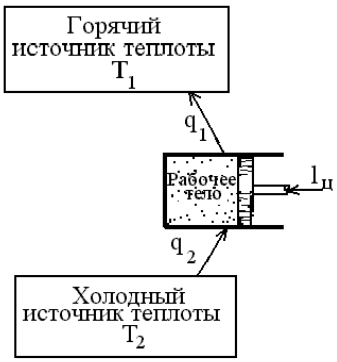


Рисунок 3.7. – Термодинамическая схема холодильной машины.

Поскольку в обратном цикле сжатие рабочего тела происходит при более высокой температуре, чем расширение, работа сжатия, совершаемая внешними силами, больше работы расширения на величину площади *abcd,* ограниченной контуром цикла. Эта работа превращается в теплоту и вместе с теплотой q_2 передается верхнему источнику. Таким образом, затратив на осуществление обратного источнику с более высокой температурой, при этом нижний источник отдаст количество теплоты q_2, а верхний получит количество теплоты $q_1 = q_2 + l_ц$.

Обратный цикл Карно является идеальным циклом холодильных установок.

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

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

$$\varepsilon = q_2 / l_ц = q_2 / (q_1 - q_2). \qquad (3.8)$$

Для обратного цикла Карно

$$\varepsilon = T_2 / (T_1 - T_2). \qquad (3.9)$$

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

Используя обратный цикл Карно, рассмотрим еще одну формулировку второго закона термодинамики, которую в то же время, что и В. Томсон, предложил Р. Клаузиус: *теплота не может самопроизвольно (без компенсации) перехо-*

го цикла работу $l_ц$, можно перенести теплоту от источника с низкой температурой *дить от тел с более низкой к телам с более высокой температурой*.

3.6 Аналитическое выражение второго закона

Рассмотрим принципиальные отличия необратимых процессов от обратимых на примере расширения газа в цилиндре под поршнем (рисунок 3.8), получающего теплоту δq от источника с температурой T_1 и совершающего работу против внешней силы P, удерживающей поршень.

Расширение будет обратимым (равновесным) только в том случае, если температура газа T равна температуре источника $(T = T_1)$, внешняя сила P равна давлению газа на поршень $(P = pF)$ и при расширении газа нет ни внешнего, ни внутреннего трения. Работа расширения газа в этом случае равна $\delta l_{обр} = Pdy = pdv$, а изменение энтропии рабочего тела в таком процессе $ds_{обр} = \delta q/T$.

Невыполнение хотя бы одного из указанных условий делает расширение газа необратимым. Если необратимость вызвана трением поршня о стенки цилиндра, то работа δl, совершаемая против внешней силы P, оказывается меньше, чем $p\,dv$, так как часть ее затрачивается на преодоление трения и переходит в теплоту $\delta q_{тр}$. Она воспринимается газом вместе с подведенной теплотой δq, в результате чего возрастание энтропии газа в необратимом процессе $ds = (\delta q + \delta q_{тр})/T$ оказывается больше, чем в обратимом при том же количестве подведенной от источника теплоты δq.

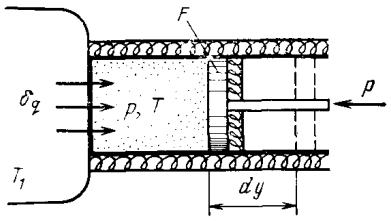


Рисунок 3.8. – К определению изменения энтропии в процессах.

Если необратимость вызвана отсутствием механического равновесия ($P < pF$), поршень будет двигаться ускоренно. Быстрое движение поршня вызывает появление вихрей в газе, затухающих под действием внутреннего трения, в результате чего часть работы расширения опять превращается в теплоту $\delta q_{тр}$. Работа против внешней силы снова получается меньше, а возрастание энтропии - меньшей температуре газа соответствует меньшее его давление p. Соответственно меньше должна быть и уравновешивающая сила P': $P' = p'F < P = pF$. Работа расширения против этой силы $\delta l = P'dy = p'dv < p\,dv$.

Итак, необратимость всегда приводит к увеличению энтропии рабочего тела при том же количестве подведенной теплоты и к потере части работы. В общем виде это можно записать следующим образом:

$$ds = \delta q/T + ds_{необр};$$
$$\delta l = p\,dv - \delta l_{необр},$$

причем $ds_{необ}$ и $\delta l_{необр}$ всегда положительны.

Ранее было показано, что для обратимых процессов справедливо соотношение $ds = \delta q/T$. Разобранный пример достаточно наглядно показывает, что в необратимых процессах $ds > \delta q/T$, если под δq понимать количество подведенной к системе или отведенной от нее теплоты. Обе записи являются аналитическим выражением второго закона термодинамики:

$$\left.\begin{array}{l} ds = \delta q/T - в\ \ обратимых \\ \qquad\qquad процессах; \\ ds > \delta q/T - в\ \ необратимых \\ \qquad\qquad процессах. \end{array}\right\} \qquad (3.10)$$

Для изолированных систем, которые по определению не обмениваются теплотой с окружающей средой ($\delta q = 0$), эти выражения приобретают вид:

больше, чем в обратимом процессе с тем же количеством теплоты δq.

Если необратимость вызвана теплообменом при конечной разности температур (температура газа T меньше температуры источника T_1), то возрастание энтропии рабочего тела $ds = \delta q/T$ оказывается больше, чем $ds_{обр} = \delta q/T_1$ в обратимом процессе из-за снижения температуры газа. При том же положении поршня, т.е. заданном удельном объеме v,

$$ds \geq 0. \qquad (3.11)$$

Если в адиабатно – изолированной системе осуществляются равновесные процессы, то энтропия системы остается постоянной.

Самопроизвольные (а значит, и необратимые) процессы в изолированной системе всегда приводят к увеличению энтропии. Это положение представляет собой наиболее общую формулировку второго начала термодинамики для неравновесных процессов, известную под названием принципа *возрастания энтропии*.

4 Основные термодинамические процессы в газах и парах

4.1 Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах

Основными процессами, весьма важными и в теоретическом, и в прикладном отношениях, являются *изохорный*, протекающий при постоянном объеме; *изобарный*, протекающий при постоянном давлении; *изотермический*, происходящий при постоянной температуре; *адиабатный* – процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой, и *политропный*, удовлетворяющий уравнению $p\,v^n = const$.

Метод исследования процессов, не зависящий от их особенностей и являющийся общим, состоит в следующем:

1) выводится уравнение процесса, устанавливающее связь между начальными и конечными параметрами рабочего тела в данном процессе;

2) вычисляется работа изменения объема газа;

3) определяется количество теплоты, подведенной (или отведенной) к газу в процессе;

4) определяется изменение внутренней энергии системы в процессе;

5) определяется изменение энтропии системы в процессе.

Изохорный процесс. При изохорном процессе выполняется условие $dv = 0$ или $v = const$. Из уравнения состояния идеального газа (1.3) следует, что

Количество теплоты, подведенной к рабочему телу в процессе *12* при $c_v = const$, определяется из соотношения (2.23):

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1). \qquad (4.2)$$

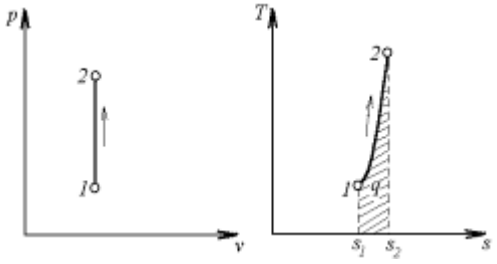


Рисунок 4.1. – Изображение изохорного процесса в p,v– и T,s – координатах.

При переменной теплоемкости

$$q = c_{vm}\Big|_{t_1}^{t_2}(t_2 - t_1) = \\ = c_{vm}\Big|_{0}^{t_2} t_2 - c_{vm}\Big|_{0}^{t_1} t_1, \qquad (4.3)$$

где $c_{vm}\Big|_{t_1}^{t_2}$ – средняя массовая изохорная теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2.

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

$$p/T = R/v = const,$$

т.е. давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре:

$$p_2/p_1 = T_2/T_1. \qquad (4.1)$$

На рисунке 4.1 представлен график процесса.

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

Изменение энтропии в изохорном процессе определяется по формуле (3.2):

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = c_v \int_1^2 \frac{dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}, \qquad (4.5)$$

т.е. зависимость энтропии от температуры в изохорном процессе при $c_v = const$ имеет логарифмический характер (см. рисунок 4.1).

Изобарный процесс. Изобарным называется процесс, происходящий при постоянном давлении. Из уравнения состояния идеального газа (1.3) при p = const находим:

$$v/T = R/p = const,$$

или

$$v_2/v_1 = T_2/T_1, \qquad (4.6)$$

т.е. в изобарном процессе объем газа пропорционален его абсолютной температуре (закон Гей-Люссака). На рисунке 4.2 изображен график процесса.

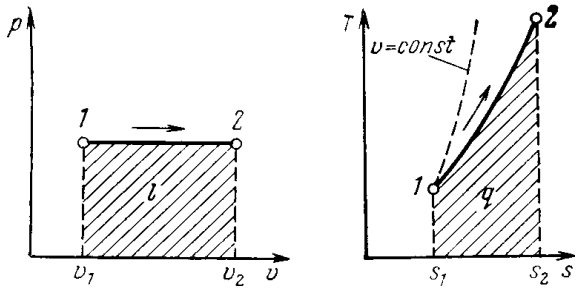


Рисунок 4.2. – Изображение изобарного процесса в *p,v* – и *T,*s – координатах.

Из выражения (2.6) следует, что

и

$$\left.\begin{aligned} \Delta u &= c_v(T_2 - T_1) \quad при \quad c_v = const; \\ \Delta u &= c_{vm}\Big|_{t_1}^{t_2}(t_2 - t_1) \quad при \quad c_v = \text{var}. \end{aligned}\right\} \qquad (4.4)$$

Поскольку внутренняя энергия является функцией состояния тела, то формулы (4.4) справедливы для любого термодинамического процесса идеального газа.

при охлаждении), находим из уравнения (2.23):

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_{pm}\Big|_{t_1}^{t_2}(t_2 - t_1), \qquad (4.9)$$

где $c_{pm}\Big|_{t_1}^{t_2}$ – средняя массовая изобарная теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2; при c_p = const.

$$q = c_p\,(t_2 - t_1). \qquad (4.10)$$

Изменение энтропии при c_p = const согласно (3.2) равно:

$$s_2 - s_1 = c_p\, ln\, (T_2/T_1), \qquad (4.11)$$

т.е. температурная зависимость энтропии при изобарном процессе тоже имеет логарифмический характер, но поскольку $c_p > c_v$, то изобара в *T,*s – диаграмме идет более полого, чем изохора.

Изотермический процесс. При изотермическом процессе температура постоянна, следовательно,

$$p\,v = R\,T = const,$$

или

$$p_2/p_1 = v_1/v_2, \qquad (4.12)$$

т.е. давление и объем обратно пропорциональны друг другу, так что при изотермическом сжатии давление газа возрастает, а при расширении – падает (закон Бойля – Мариотта).

Графиком изотермического процесса в *p,v* – координатах, как показывает уравнение (4.12), является равнобокая

$$l = \int_{v_1}^{v_2} pdv = p(v_2 - v_1). \qquad (4.7)$$

Так как $pv_1 = R\ T_1$ и $pv_2 = R\ T_2$, то одновременно

$$l = R\ (T_2 - T_1). \qquad (4.8)$$

Количество теплоты, сообщаемое газу при нагревании (или отдаваемое им

данном процессе остается постоянной ($\Delta u = 0$) и вся подводимая к газу теплота полностью превращается в работу расширения:

$$q = l. \qquad (4.14)$$

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

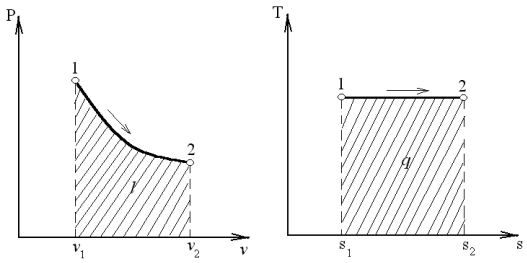


Рисунок 4.3. – Изображение изотермического процесса в *p,v* и *T,s* – координатах.

Из соотношений (3.2), (4.13) и (4.14) следует, что изменение энтропии в изотермическом процессе выражается формулой

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \delta q / T = q / T =$$
$$= R \ln(p_1 / p_2) = R \ln(v_2 / v_1). \quad (4.15)$$

Адиабатный процесс. Процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой, называется адиабатным. Согласно определению $\delta q = 0$, для того чтобы осуществить такой процесс, следует либо теплоизолировать газ, т.е. поместить его в адиабатную оболочку, либо провести процесс настолько быстро, чтобы изменение температуры газа, обу-

гипербола, для которой координатные оси служат асимптотами (рисунок 4.3).

Работа процесса:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} pdv = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{v}{dv} = RT \ln(v_2 / v_1) =$$
$$= RT \ln(p_1 / p_2) \qquad (4.13)$$

Так как температура не меняется, то внутренняя энергия идеального газа в

$$c_p\, dT - v\, dp = 0 \text{ и } c_v\, dT + p\, dv = 0.$$

Поделив первое уравнение на второе, получим:

$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = -\frac{vdp}{pdv}, \text{ или } k\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}.$$

Интегрируя последнее уравнение при условии, что $k = c_p / c_v = const$, находим:

$$k \int_{v_1}^{v_2} dv / v = -\int_{p_1}^{p_2} dp / p \text{ и}$$
$$k \ln(v_2 / v_1) = \ln(p_1 / p_2).$$

После потенцирования имеем:

$$(v_2 / v_1)^k = p_1 / p_2,$$

или

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k. \qquad (4.16)$$

Это и есть уравнения адиабаты идеального газа при постоянном отношении теплоемкостей ($k = const$). Величина

$$k = c_p / c_v \qquad (4.17)$$

называется показателем адиабаты (см. таблицу 2.1). Подставив $c_p = c_v + R$, получим $k = 1 + R / c_v$.

словленное его теплообменом с окружающей средой, было пренебрежимо мало по сравнению с изменением температуры, вызванным расширением или сжатием газа. Как правило, это возможно, ибо теплообмен происходит значительно медленнее, чем сжатие или расширение газа.

Уравнения первого закона термодинамики для адиабатного процесса принимают вид:

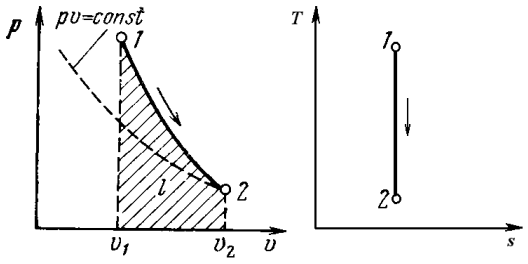


Рисунок 4.4. – Изображение адиабатного процесса в *p,v* – и *T,s* – координатах.

Поскольку $k > 1$, то в координатах *p,v* (рисунок 4.4) линия адиабаты идет круче линии изотермы: при адиабатном расширении давление понижается быстрее, чем при изотермическом, так как в процессе расширения уменьшается температура газа.

Определив из уравнения состояния, написанного для состояний 1 и 2, отношение объемов или давлений и подставив их в (4.16), получим уравнение адиабатного процесса в форме, выражающей зависимость температуры от объема или давления:

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{k-1};$$
$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}}. \qquad (4.18)$$

Работа расширения при адиабатном процессе согласно первому закону термодинамики совершается за счет уменьшения внутренней энергии и может быть вычислена по одной из следующих формул:

$$l = -\Delta u = c_v (T_1 - T_2) =$$
$$\frac{R}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{RT_1}{k-1}\left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]; \qquad (4.19)$$

так как $p_1 v_1 = RT_1$ и $p_2 v_2 = RT_2$, то

$$l = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2). \qquad (4.20)$$

В данном процессе теплообмен газа с окружающей средой исключается, поэтому $q = 0$. Выражение $c = \delta q / dT$ процесса он является величиной постоянной.

Из уравнения (4.21) и уравнения Клапейрона нетрудно получить выражения, устанавливающие связь между *p, v* и *T* в любых двух точках на политропе, аналогично тому, как это было сделано для адиабаты:

$$p_2 / p_1 = (v_1 / v_2)^n;\ T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{n-1};$$
$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{\frac{n-1}{n}}. \qquad (4.22)$$

Работа расширения газа в политропном процессе

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

Так как для политропы в соответствии с (4.22)

$$p = p_1 (v_1 / v)^n,$$

то

$$l = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} dv / v^n = \frac{p_1 v_1}{n-1}[1 -$$
$$-\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}] = \frac{p_1 v_1}{n-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]. \qquad (4.23)$$

В случае идеального газа уравнения (4.23) можно преобразовать к виду

казывает, что теплоемкость адиабатного процесса равна нулю.

Поскольку при адиабатном процессе $\delta q = 0$, энтропия рабочего тела не изменяется ($ds = 0$ и $s = const$). Следовательно, на T,s – диаграмме адиабатный процесс изображается вертикалью.

Политропный процесс и его обобщающее значение. Политропным называется процесс, который описывается уравнением

$$pv^n = const. \qquad (4.21)$$

Показатель политропы n может принимать любое численное значение в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, но для данного

кона термодинамики:

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

Поскольку

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1),$$
$$l = \frac{R}{1-n}(T_2 - T_1),$$

то

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1}(T_2 - T_1) = c_n (T_2 - T_1), \qquad (4.25)$$

где

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1} \qquad (4.26)$$

представляет собой теплоемкость идеального газа в политропном процессе. При c_v, k и $n = const$ $c_n = const$, поэтому политропный процесс иногда определяют как процесс с постоянной теплоемкостью. Изменение энтропии

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \times \ln \frac{T_2}{T_1}. \qquad (4.27)$$

Политропный процесс имеет обобщающее значение, ибо охватывает всю совокупность термодинамических процессов с разными значениями показателя политропы. Все процессы начинаются в одной точке.

$$\left.\begin{aligned} l &= \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2); \\ l &= \frac{p_1 v_1}{n-1}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right); \\ l &= \frac{RT_1}{n-1}\left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]; \\ l &= \frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2). \end{aligned}\right\} \qquad (4.24)$$

Количество подведенного (или отведенного) в процессе тепла можно определить с помощью уравнения первого за-

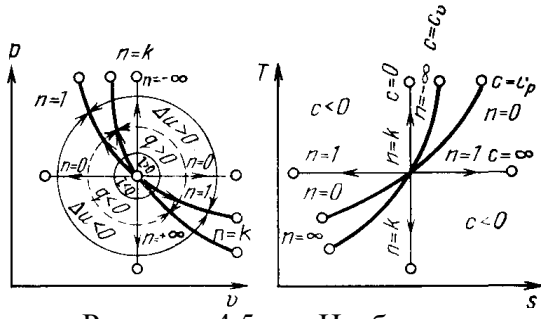


Рисунок 4.5. – Изображение основных термодинамических процессов идеального газа в p,v – и $T,$s – координатах.

Изохора ($n = \pm\infty$) делит поле диаграммы на две области: процессы, находящиеся правее изохоры, характеризуются положительной работой, так как сопровождаются расширением рабочего тела; для процессов, расположенных левее изохоры, характерна отрицательная работа.

Процессы, расположенные правее и выше адиабаты ($n = k$), идут с подводом теплоты к рабочему телу; процессы, лежащие левее и ниже адиабаты, протекают с отводом теплоты.

Для процессов, расположенных над изотермой ($n = 1$), характерно увеличение внутренней энергии газа; процессы, расположенные под изотермой,

цессов. Нетрудно убедиться, что:

для изохорного процесса $n = \pm \infty$, $c_n = c_v$;

для изобарного процесса $n = 0$, $c_n = c_p$,

для изотермического процесса $n = 1$, $c_n = \infty$;

для адиабатного процесса $n = k$, $c_n = 0$.

На рисунке 4.5 показано взаимное расположение на p,v – и T,s – диаграммах сопровождаются уменьшением внутренней энергии.

Процессы, расположенные между адиабатой и изотермой, имеют отрицательную теплоемкость, так как δq и du (а следовательно, и dT) имеют в этой области противоположные знаки. В таких процессах $|l| > |q|$, поэтому на производство работы при расширении тратится не только подводимая теплота, но и часть внутренней энергии рабочего тела.

4.2. Термодинамические процессы реальных газов

В качестве реального газа рассмотрим водяной пар, который широко используется во многих отраслях техники и прежде всего в теплоэнергетике, где он является основным рабочим телом. Поэтому исследование термодинамических свойств воды и водяного пара имеет большое практическое значение.

Процесс парообразования. Основные понятия и определения. Рассмотрим процесс получения пара. Для этого 1 кг воды при температуре 0 ˚С поместим в цилиндр с подвижным поршнем. Приложим к. поршню извне некоторую постоянную силу P. Тогда при площади поршня F давление будет постоянным и равным $p = P/F$. Будем изображать процесс парообразования, т.е. процесс превращения вещества из жидкого состояния в газообразное в p,v – диаграмме (рисунок 4.6).

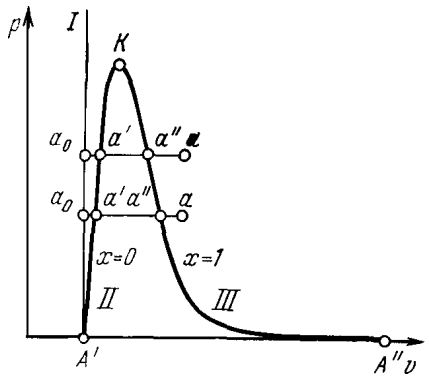


Рисунок 4.6. – p,v – диаграмма водяного пара.

Начальное состояние воды, находящейся под давлением p и имеющей температуру 0 ˚С, изобразится на диаграмме точкой a_0. При подводе теплоты к воде ее температура постепенно повышается. Процесс нагрева воды до температуры кипения t_s называется *процессом парообразования*. Давление в этом процессе остается неизменной и равной t_s, так как вся теплота расходуется на испарение жидкой фазы. Следовательно, процесс парообразования на этой стадии является изобарно – изотермическим. Наконец, в некоторый момент времени последняя капля воды превращается в пар, и цилиндр оказывается заполненным только паром, который называется *сухим насыщенным*. Состояние его изображается точкой a''.

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

ется до тех пор, пока не достигнет температуры кипения t_s, соответствующей данному давлению. При этом удельный объем жидкости сначала уменьшается, достигает минимального значения при $t = 4$ ˚С, а затем начинает возрастать. Состояние жидкости, доведенной до температуры кипения, изображается на диаграмме точкой *a′*.

При дальнейшем подводе теплоты начинается кипение воды с сильным увеличением объема. В цилиндре теперь находится двухфазная среда – смесь воды и пара, называемая *влажным насыщенным паром*. По мере подвода теплоты количество жидкой фазы уменьшается, а паровой – растет. Температура смеси при

ром. Его удельный объем и температура являются функциями давления. Поэтому состояние сухого пара можно задать любым из параметров – давлением, удельным объемом или температурой.

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

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

Так как удельный объем перегретого пара при том же давлении больше, чем насыщенного, то в единице объема перегретого пара содержится меньконденсирующихся на поверхности воды. Отсюда следует, что давление насыщенного пара является монотонно возрастающей функцией его температуры, или, что тоже самое, температура насыщенного пара есть монотонно возрастающая функция его давления.

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

Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, называется *сухим насыщенным па-*

тура кипения, а жидкость при повышении температуры расширяется. Что же касается пара (точка *a″*), то несмотря на увеличение температуры кипения удельный объем пара все-таки падает из-за более сильного влияния растущего давления.

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

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

Наименьшим давлением, при котором еще возможно равновесие воды и насыщенного пара, является давление, соответствующее тройной точке. Под по-

шее количество молекул, значит, он обладает меньшей плотностью. При изотермическом сжатии его давление и плотность возрастают, т.е. он является ненасыщенным. Состояние перегретого пара, как и любого газа, определяется двумя любыми независимыми параметрами.

Если рассмотреть процесс парообразования при более высоком давлении, то можно заметить следующие изменения. Точка a_0, соответствующая состоянию 1 кг воды при 0 ˚С и новом давлении, остается почти на той же вертикали, так как вода практически несжимаема. Точка a' смещается вправо, ибо с ростом давления увеличивается температура, которой соответствует состоянию 1 кг воды при 0 ˚С и давлении *p, нижнюю пограничную кривую II,* представляющую зависимость от давления удельного объема жидкости при температуре кипения, и верхнюю *пограничную кривую III*, дающую зависимость удельного объема сухого насыщенного пара от давления.

Все точки горизонталей между кривыми *II* и *III* соответствуют состояниям влажного насыщенного пара, точки кривой *II* определяют состояния кипящей воды, точки кривой *III* – состояния сухого насыщенного пара. Влево от кривой *II* до нулевой изотермы лежит область некипящей однофазной жидкости, вправо от кривой *III* – область перегретого пара. Таким образом, кривые *II* и *III* определяют область насыщенного пара, отделяя ее от области воды и перегретого пара, и поэтому называются пограничными.

Определение параметров воды и пара. Термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара берутся из таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара [2]. В этих таблицах термодинамические величины со штрихом относятся к воде, нагретой до температуры кипения, а величины с двумя штрихами – к сухому насыщенному пару.

Поскольку для изобарного процесса в соответствии с (2.33) подведенная к жидкости теплота

$$q = h'' - h' = r,$$

где r – теплота парообразования, равная разности энтальпий сухого насыщенного пара и кипящей воды при данном давлении.

Для воды при 0 ˚С $h_0 = 0$, $s_0 = 0$, $v_0 = 0{,}001$ м^3/кг, $u_0 = 0$.

Для сухого насыщенного пара при 0 ˚С $h_0'' = 2500{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 9{,}1544$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 206{,}3$ м^3/кг, $u_0'' = 2374{,}9$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 0 ˚С $h_0' = 0$, $s_0' = 0$, $v_0' = 0{,}001$ м^3/кг, $u_0' = 0$.

Теплота парообразования при 0 ˚С $r_0 = 2500{,}8$ кДж/кг.

Для воды при 0,01 ˚С $h_0 = 0{,}0008$ кДж/кг, $s_0 = 0{,}0000$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}001$ м^3/кг, $u_0 = 0{,}0008$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 0,01 ˚С $h_0'' = 2500{,}9$ кДж/кг, $s_0'' = 9{,}1562$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 206{,}3$ м^3/кг, $u_0'' = 2375{,}0$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 0,01 ˚С $h_0' = 0{,}0008$ кДж/кг, $s_0' = 0{,}0000$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}001$ м^3/кг, $u_0' = 0{,}0008$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 0,01 ˚С $r_0 = 2500{,}9$ кДж/кг.

Для воды при 100 ˚С $h_0 = 419{,}1$ кДж/кг, $s_0 = 1{,}3069$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}001$ м^3/кг, $u_0 = 419{,}0$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 100 ˚С $h_0'' = 2676{,}0$ кДж/кг, $s_0'' = 7{,}3549$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 1{,}673$ м^3/кг, $u_0'' = 2506{,}0$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 100 ˚С $h_0' = 419{,}1$ кДж/кг, $s_0' = 1{,}3069$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}001$ м^3/кг, $u_0' = 419{,}0$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 100 ˚С $r_0 = 2256{,}9$ кДж/кг.

Для воды при 374,15 ˚С $h_0 = 2107{,}4$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}4298$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 2029{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 374,15 ˚С $h_0'' = 2107{,}4$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}4298$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 2029{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 374,15 ˚С $h_0' = 2107{,}4$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}4298$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 2029{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 374,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 373,15 ˚С $h_0 = 2087{,}6$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}4070$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 2009{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 373,15 ˚С $h_0'' = 2087{,}6$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}4070$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 2009{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 373,15 ˚С $h_0' = 2087{,}6$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}4070$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 2009{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 373,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 372,15 ˚С $h_0 = 2067{,}8$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}3843$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1989{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 372,15 ˚С $h_0'' = 2067{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}3843$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1989{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 372,15 ˚С $h_0' = 2067{,}8$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}3843$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1989{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 372,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 371,15 ˚С $h_0 = 2048{,}0$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}3618$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1969{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 371,15 ˚С $h_0'' = 2048{,}0$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}3618$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1969{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 371,15 ˚С $h_0' = 2048{,}0$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}3618$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1969{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 371,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 370,15 ˚С $h_0 = 2028{,}2$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}3394$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1949{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 370,15 ˚С $h_0'' = 2028{,}2$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}3394$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1949{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 370,15 ˚С $h_0' = 2028{,}2$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}3394$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1949{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 370,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 369,15 ˚С $h_0 = 2008{,}4$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}3171$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1929{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 369,15 ˚С $h_0'' = 2008{,}4$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}3171$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1929{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 369,15 ˚С $h_0' = 2008{,}4$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}3171$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1929{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 369,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 368,15 ˚С $h_0 = 1988{,}6$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}2948$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1909{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 368,15 ˚С $h_0'' = 1988{,}6$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}2948$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1909{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 368,15 ˚С $h_0' = 1988{,}6$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}2948$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1909{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 368,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 367,15 ˚С $h_0 = 1968{,}8$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}2725$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1889{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 367,15 ˚С $h_0'' = 1968{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}2725$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1889{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 367,15 ˚С $h_0' = 1968{,}8$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}2725$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1889{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 367,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 366,15 ˚С $h_0 = 1949{,}0$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}2503$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1869{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 366,15 ˚С $h_0'' = 1949{,}0$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}2503$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1869{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 366,15 ˚С $h_0' = 1949{,}0$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}2503$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1869{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 366,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 365,15 ˚С $h_0 = 1929{,}2$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}2282$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1849{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 365,15 ˚С $h_0'' = 1929{,}2$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}2282$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1849{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 365,15 ˚С $h_0' = 1929{,}2$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}2282$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1849{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 365,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 364,15 ˚С $h_0 = 1909{,}4$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}2061$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1829{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 364,15 ˚С $h_0'' = 1909{,}4$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}2061$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1829{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 364,15 ˚С $h_0' = 1909{,}4$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}2061$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1829{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 364,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 363,15 ˚С $h_0 = 1889{,}6$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}1840$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1809{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 363,15 ˚С $h_0'' = 1889{,}6$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}1840$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1809{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 363,15 ˚С $h_0' = 1889{,}6$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}1840$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1809{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 363,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 362,15 ˚С $h_0 = 1869{,}8$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}1619$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1789{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 362,15 ˚С $h_0'' = 1869{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}1619$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1789{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 362,15 ˚С $h_0' = 1869{,}8$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}1619$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1789{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 362,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 361,15 ˚С $h_0 = 1850{,}0$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}1399$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1769{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 361,15 ˚С $h_0'' = 1850{,}0$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}1399$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1769{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 361,15 ˚С $h_0' = 1850{,}0$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}1399$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1769{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 361,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 360,15 ˚С $h_0 = 1830{,}2$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}1178$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1749{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 360,15 ˚С $h_0'' = 1830{,}2$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}1178$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1749{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 360,15 ˚С $h_0' = 1830{,}2$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}1178$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1749{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 360,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 359,15 ˚С $h_0 = 1810{,}4$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}0958$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1729{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 359,15 ˚С $h_0'' = 1810{,}4$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}0958$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1729{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 359,15 ˚С $h_0' = 1810{,}4$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}0958$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1729{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 359,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 358,15 ˚С $h_0 = 1790{,}6$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}0738$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1709{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 358,15 ˚С $h_0'' = 1790{,}6$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}0738$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1709{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 358,15 ˚С $h_0' = 1790{,}6$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}0738$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1709{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 358,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 357,15 ˚С $h_0 = 1770{,}8$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}0518$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1689{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 357,15 ˚С $h_0'' = 1770{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}0518$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1689{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 357,15 ˚С $h_0' = 1770{,}8$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}0518$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1689{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 357,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 356,15 ˚С $h_0 = 1751{,}0$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}0298$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1669{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 356,15 ˚С $h_0'' = 1751{,}0$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}0298$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1669{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 356,15 ˚С $h_0' = 1751{,}0$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}0298$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1669{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 356,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 355,15 ˚С $h_0 = 1731{,}2$ кДж/кг, $s_0 = 4{,}0078$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1649{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 355,15 ˚С $h_0'' = 1731{,}2$ кДж/кг, $s_0'' = 4{,}0078$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1649{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 355,15 ˚С $h_0' = 1731{,}2$ кДж/кг, $s_0' = 4{,}0078$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1649{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 355,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 354,15 ˚С $h_0 = 1711{,}4$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}9858$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1629{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 354,15 ˚С $h_0'' = 1711{,}4$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}9858$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1629{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 354,15 ˚С $h_0' = 1711{,}4$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}9858$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1629{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 354,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 353,15 ˚С $h_0 = 1691{,}6$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}9638$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1609{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 353,15 ˚С $h_0'' = 1691{,}6$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}9638$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1609{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 353,15 ˚С $h_0' = 1691{,}6$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}9638$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1609{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 353,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 352,15 ˚С $h_0 = 1671{,}8$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}9418$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1589{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 352,15 ˚С $h_0'' = 1671{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}9418$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1589{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 352,15 ˚С $h_0' = 1671{,}8$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}9418$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1589{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 352,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 351,15 ˚С $h_0 = 1652{,}0$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}9198$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1569{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 351,15 ˚С $h_0'' = 1652{,}0$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}9198$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1569{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 351,15 ˚С $h_0' = 1652{,}0$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}9198$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1569{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 351,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 350,15 ˚С $h_0 = 1632{,}2$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}8978$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1549{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 350,15 ˚С $h_0'' = 1632{,}2$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}8978$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1549{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 350,15 ˚С $h_0' = 1632{,}2$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}8978$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1549{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 350,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 349,15 ˚С $h_0 = 1612{,}4$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}8758$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1529{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 349,15 ˚С $h_0'' = 1612{,}4$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}8758$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1529{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 349,15 ˚С $h_0' = 1612{,}4$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}8758$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1529{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 349,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 348,15 ˚С $h_0 = 1592{,}6$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}8538$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1509{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 348,15 ˚С $h_0'' = 1592{,}6$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}8538$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1509{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 348,15 ˚С $h_0' = 1592{,}6$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}8538$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1509{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 348,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 347,15 ˚С $h_0 = 1572{,}8$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}8318$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1489{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 347,15 ˚С $h_0'' = 1572{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}8318$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1489{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 347,15 ˚С $h_0' = 1572{,}8$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}8318$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1489{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 347,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 346,15 ˚С $h_0 = 1553{,}0$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}8098$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1469{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 346,15 ˚С $h_0'' = 1553{,}0$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}8098$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1469{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 346,15 ˚С $h_0' = 1553{,}0$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}8098$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1469{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 346,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 345,15 ˚С $h_0 = 1533{,}2$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}7878$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1449{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 345,15 ˚С $h_0'' = 1533{,}2$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}7878$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1449{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 345,15 ˚С $h_0' = 1533{,}2$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}7878$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1449{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 345,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 344,15 ˚С $h_0 = 1513{,}4$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}7658$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1429{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 344,15 ˚С $h_0'' = 1513{,}4$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}7658$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1429{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 344,15 ˚С $h_0' = 1513{,}4$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}7658$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1429{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 344,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 343,15 ˚С $h_0 = 1493{,}6$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}7438$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1409{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 343,15 ˚С $h_0'' = 1493{,}6$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}7438$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1409{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 343,15 ˚С $h_0' = 1493{,}6$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}7438$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1409{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 343,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 342,15 ˚С $h_0 = 1473{,}8$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}7218$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1389{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 342,15 ˚С $h_0'' = 1473{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}7218$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1389{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 342,15 ˚С $h_0' = 1473{,}8$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}7218$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1389{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 342,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 341,15 ˚С $h_0 = 1454{,}0$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}6998$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1369{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 341,15 ˚С $h_0'' = 1454{,}0$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}6998$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1369{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 341,15 ˚С $h_0' = 1454{,}0$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}6998$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1369{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 341,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 340,15 ˚С $h_0 = 1434{,}2$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}6778$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1349{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 340,15 ˚С $h_0'' = 1434{,}2$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}6778$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1349{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 340,15 ˚С $h_0' = 1434{,}2$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}6778$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1349{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 340,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 339,15 ˚С $h_0 = 1414{,}4$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}6558$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1329{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 339,15 ˚С $h_0'' = 1414{,}4$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}6558$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1329{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 339,15 ˚С $h_0' = 1414{,}4$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}6558$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1329{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 339,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 338,15 ˚С $h_0 = 1394{,}6$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}6338$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1309{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 338,15 ˚С $h_0'' = 1394{,}6$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}6338$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1309{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей воды при 338,15 ˚С $h_0' = 1394{,}6$ кДж/кг, $s_0' = 3{,}6338$ кДж/(кг·К), $v_0' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0' = 1309{,}5$ кДж/кг.

Теплота парообразования при 338,15 ˚С $r_0 = 0$ кДж/кг.

Для воды при 337,15 ˚С $h_0 = 1374{,}8$ кДж/кг, $s_0 = 3{,}6118$ кДж/(кг·К), $v_0 = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0 = 1289{,}5$ кДж/кг.

Для сухого насыщенного пара при 337,15 ˚С $h_0'' = 1374{,}8$ кДж/кг, $s_0'' = 3{,}6118$ кДж/(кг·К), $v_0'' = 0{,}0031$ м^3/кг, $u_0'' = 1289{,}5$ кДж/кг.

Для кипящей во

$$q = h_2 - h_1,$$

то, применив это соотношение к процессу *a′a″,* получим:

$$q = r = h'' - h'. \qquad (4.28)$$

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

Приращение энтропии в процессе парообразования определяется формулой

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

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

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

На *T,s* – диаграмме площадь под кривой процесса эквивалентна количеству теплоты, подведенной или отведенной от рабочего тела. Работа любого обратимого цикла изображается площадью цикла, поэтому с помощью диаграммы можно определить термический КПД цикла. При теоретических исследованиях термодинамических процессов и циклов *T,s* – диаграмма применяется достаточно широко.

***h,s* – диаграмма водяного пара.** Если за независимые параметры, определяющие состояние рабочего тела, при-

Для исследования различных процессов с водяным паром кроме таблиц используется *T,*s – диаграмма (рисунок 4.7). Она строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в *T,*s – координаты.

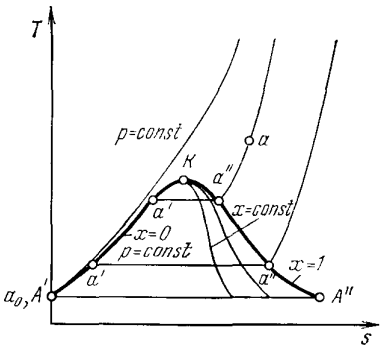


Рисунок 4.7. – *T,s* – диаграмма водяного пара.

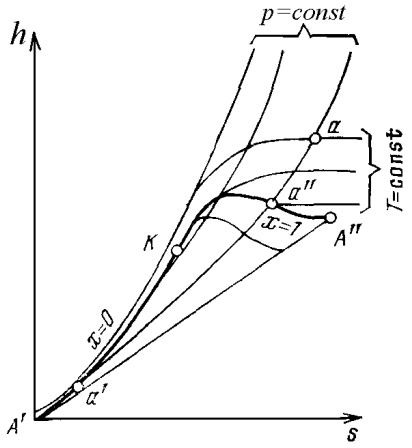


Рисунок 4.8. – *h,*s – диаграмма водяного пара.

Изобары в двухфазной области влажного пара представляют собой пучок расходящихся прямых. Действительно, в процессе *p = const*

$$ds = \delta q_p / T = dh / T,$$

или

$$(dh/ds)_p = T,$$

т.е. тангенс угла наклона изобары в *h,s* – координатах численно равен абсолютной температуре данного состояния. Так как в области насыщения изобара совпадает с изотермой, тангенс угла наклона постоянен и изобара является прямой. Чем выше давление насыщения, тем выше температура, тем больше тангенс угла наклона изобары, поэтому в области

нять энтропию s и энтальпию h, то каждое состояние можно изобразить точкой на h,s – диаграмме.

На рисунке 4.8 изображена h,s – диаграмма для водяного пара, которая строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в h,s – координаты.

За начало координат принято состояние воды в тройной точке ($s_o = 0$, $h_o = 0$). Откладывая на диаграмме для различных состояний значения s' и h' для воды при температуре кипения, а также s'' и h'' для сухого насыщенного пара, получаем нижнюю и верхнюю пограничные кривые.

При низких давлениях и относительно высоких температурах перегретый пар по своим свойствам близок к идеальному газу. Так как в изотермическом процессе энтальпия идеального газа не изменяется, изотермы сильно перегретого пара идут горизонтально. При приближении к области насыщения, т. е. к верхней пограничной кривой, свойства перегретого пара значительно отклоняются от свойств идеального газа, и изотермы искривляются.

В h,s – диаграмме водяного пара нанесены также линии $v = const$, идущие круче изобар.

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

Для любой точки на этой диаграмме можно найти p, v, t, h, s, x. Большое достоинство диаграммы состоит в том, что количества теплоты (при $p = const$) изображаются отрезками, а не площадями, как в T,s – диаграмме, поэтому h,s – диаграмма исключительно широко используется при проведении тепловых расчетов.

Основные термодинамические процессы водяного пара. Для анализа работы паросиловых установок существенное значение имеют изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный

насыщения прямые $p = const$ расходятся. Чем больше давление, тем выше лежит изобара. Крайняя изобара критического давления идет наиболее круто. Отсюда следует, что критическая точка K лежит не на вершине, как это было в p,v – и T,s – диаграммах, а на левом склоне пограничной кривой. В области перегрева температура пара (при постоянном давлении) растет, и крутизна изобары увеличивается. Поэтому изобары перегретого пара близки к логарифмическим кривым.

Аналогичный характер имеют изобары и в области воды, но они идут так близко от пограничной кривой, что практически сливаются с ней.

влажный пар можно перевести в сухой насыщенный и перегретый. Охлаждением его можно сконденсировать, но не до конца, так как при каком угодно низком давлении над жидкостью всегда находится некоторое количество насыщенного пара. Это означает, что изохора не пересекает нижнюю пограничную кривую.

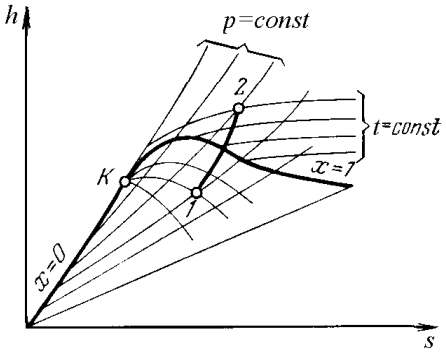


Рисунок 4.9. – Изохорный процесс водяного пара.

Изменение внутренней энергии водяного пара при $v = const$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1). \qquad (4.32)$$

Данная формула справедлива и для всех без исключения остальных термодинамических процессов.

В изохорном процессе внешняя работа $l = 0$, поэтому подведенная теплота расходуется (в соответствии с первым законом термодинамики) на увеличение

процессы. Расчет этих процессов можно выполнить либо с помощью таблиц воды и водяного пара, либо с помощью *h,s* – диаграммы. Первый способ более точен, но второй более прост и нагляден.

Общий метод расчета по *h,s* – диаграмме состоит в следующем. По известным параметрам наносится начальное состояние рабочего тела, затем проводится линия процесса и определяются его параметры в конечном состоянии. Далее вычисляется изменение внутренней энергии, определяются количества теплоты и работы в заданном процессе.

Изохорный процесс (рисунок 4.9). Из диаграммы на рисунке видно, что нагреванием при постоянном объеме

Работа процесса подсчитывается по формуле

$$l = p\,(v_2 - v_1). \qquad (4.35)$$

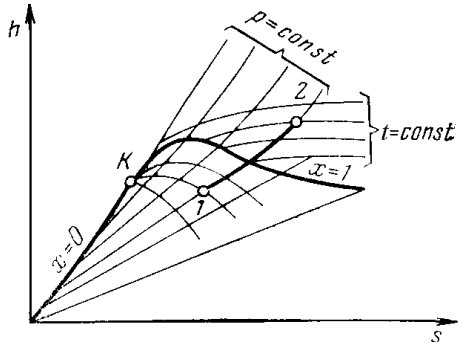


Рисунок 4.10. – Изобарный процесс водяного пара.

Изотермический процесс (рисунок 4.11). Внутренняя энергия водяного пара в процессе $T = const$ не остается постоянной (как у идеального газа), так как изменяется ее потенциальная составляющая. Величина Δu находится по формуле (4.32).

Количество участвующей в изотермическом процессе теплоты равно:

$$q = T\,(s_2 - s_1). \qquad (4.36)$$

Внешняя работа определяется из первого закона термодинамики:

$$l = q - \Delta u. \qquad (4.37)$$

внутренней энергии пара:

$$q = u_2 - u_1. \qquad (4.33)$$

Изобарный процесс (рисунок 4.10). При подводе теплоты к влажному насыщенному пару его степень сухости увеличивается и он (при постоянной температуре) переходит в сухой, а при дальнейшем подводе теплоты – в перегретый пар (температура пара при этом растет). При отводе теплоты влажный пар конденсируется при $T_s = const$.

Участвующая в процессе теплота равна разности энтальпий:

$$q = h_2 - h_1. \qquad (4.34)$$

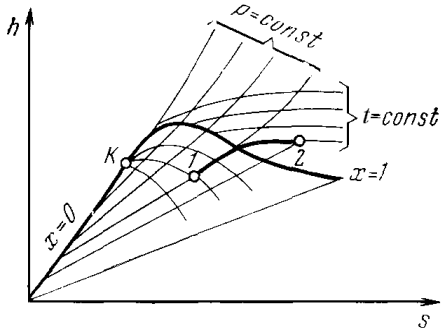


Рисунок 4.11. – Изотермический процесс водяного пара.

Адиабатный процесс (рисунок 4.12). При адиабатном расширении давление и температура пара уменьшаются, и перегретый пар становится сначала сухим, а затем влажным. Работа адиабатного процесса определяется выражением

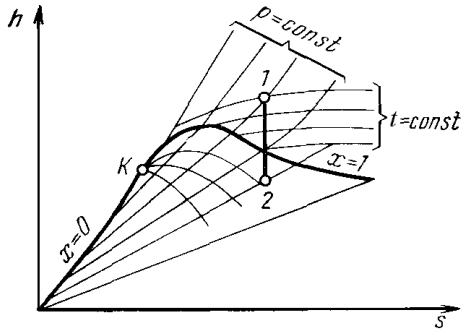


Рисунок 4.12. – Адиабатный процесс водяного пара.

$$l = -\Delta u = u_1 - u_2 = \\ = (h_1 - p_1 v_1) - (h_2 - p_2 v_2). \qquad (4.38)$$

Примеры решения типовых задач

Задача 4.1

Дано:
$V = 0{,}6$ м^3
$P = 0{,}5$ МПа =
$= 0{,}5 \cdot 10^6$ Па
$t_1 = 20$ ˚С
$Q = -105$ кДж
$\mu c_v = 20{,}93$ кДж/(кмоль·К)
$\mu_в \approx 29$ кг/ кмоль
$R_в = 287$ Дж/(кг·К)

P_2, t_2 – ?

В закрытом сосуде емкостью 0,6 м^3 содержится воздух при давлении 0,5 МПа и температуре 20 ˚С. В результате охлаждения сосуда воздух, содержащийся в нем, теряет 105 кДж.

Принимая теплоемкость воздуха постоянной, определить, какое давление и какая температура устанавливается после этого в сосуде.

Решение:

Пользуясь уравнением состояния, определяем массу воздуха в сосуде

$$m = \frac{P_1 V}{R T_1} = \frac{0{,}5 \cdot 10^6 \cdot 0{,}6}{287 \cdot (20 + 273)} = 3{,}57 \text{ кг}.$$

Количество теплоты, отводимой от воздуха в процессе, определяется уравнением

$$Q = m\, c_v\, (t_2 - t_1),$$

откуда

$$t_2 = \frac{Q}{m \cdot c_v} + t_1 = \frac{-105}{3{,}57 \cdot 0{,}72} + 20 = -20{,}8 \text{ ˚С}.$$

Значение $c_v = 0{,}72$ кДж/(кг·К) получено из выражения $c_v = \frac{\mu c_v}{\mu} = \frac{20{,}93}{29}$ (для двухатомных газов).

Из соотношения параметров в изохорном процессе имеем

$$P_2 = P_1 \frac{T_2}{T_1} = 0{,}5 \frac{273 - 20{,}8}{293} = 0{,}43 \text{ МПа}.$$

Задача 4.2

Дано:
$P = 0{,}5$ МПа =
$= 0{,}5 \cdot 10^6$ Па
$V = 400$ л $= 0{,}4$ м^3
$t_1 = 400$ ˚С
$t_2 = 0$ ˚С
$R = 287$ Дж/(кг·К)

$Q_р$, V_2, ΔU, L – ?

В цилиндре находится воздух при давлении 0,5 МПа и температуре 400 ˚С. От воздуха отнимается теплота при постоянном давлении таким образом, что в конце процесса устанавливается температура 0 ˚С. Объем цилиндра, в котором находится воздух, равен 400 л.

Определить количество теплоты, отведенной от газа, конечный объем, изменение внутренней энергии и работу, затраченную на сжатие. Зависимость теплоемкости от температуры считать нелинейной.

Решение:

Количество отнятой теплоты определяем по формуле:

$$Q_p = mc_{pm}\Big|_{t_1}^{t_2}(t_2 - t_1).$$

Массу воздуха определяем из уравнения состояния

$$m = \frac{PV_1}{RT_1} = \frac{0{,}5 \cdot 10^6 \cdot 0{,}4}{287 \cdot (400 + 273)} = 1{,}035 \text{ кг}.$$

Из таблицы I находим

$$c_{pm}\Big|_{400}^{0} = 1{,}0283 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Следовательно,

$$Q_p = 1{,}035 \cdot 1{,}0283 \cdot (0 - 400) = -425{,}72 \text{ кДж}.$$

Из соотношения параметров в изобарном процессе имеем

$$V_2 = V_1 \frac{T_2}{T_1} = 0{,}4 \frac{273}{(400 + 273)} = 0{,}16 \text{ м}^3.$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = mc_{vm}\Big|_{t_1}^{t_2}(t_2 - t_1).$$

Пользуясь таблицей I, находим

$$c_{vm}\Big|_{400}^{0} = 0{,}7415 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Следовательно,

$$\Delta U = 1{,}035 \cdot 0{,}7415 \cdot (0 - 400) = -307 \text{ кДж}.$$

Работа, затраченная на сжатие,

$$L = P(V_2 - V_1) = 0{,}5 \cdot 10^3 \cdot (0{,}16 - 0{,}4) = -120 \text{ кДж}.$$

Задача 4.3

Дано:

m = 10 кг

P_1= 0,12 МПа= $= 0{,}12 \cdot 10^6$ Па

$t_1 = t_2 = 30$ ˚С

$V_1 = 2{,}5V_2$

R = 287 Дж/(кг·К)

V_1, V_2, Q, L, ΔU – ?

10 кг воздуха при давлении 0,12 МПа и температуре 30 ˚С сжимаются изотермически; при этом в результате сжатия объем уменьшается в 2,5 раза.

Определить начальные и конечные параметры, количество теплоты, работу и изменение внутренней энергии.

Решение:

Начальный объем определяем из уравнения состояния

$$V_1 = \frac{mRT}{P_1} = \frac{10 \cdot 287 \cdot (30 + 273)}{0{,}12 \cdot 10^6} = 7{,}25 \text{ м}^3.$$

По условию $V_1 = 2{,}5V_2$, следовательно,

$$V_2 = V_1/\ 2{,}5 = 7{,}25/\ 2{,}5 = 2{,}9 \text{ м}^3.$$

Из соотношения параметров в изотермическом процессе имеем

$$P_2 = P_1 \frac{V_1}{V_2} = 0{,}12 \cdot 2{,}5 = 0{,}3 \text{ МПа}.$$

Количество теплоты и работу определяем по формуле

$$Q = L = mRT \ln \frac{V_2}{V_1} = 10 \cdot 0{,}287 \cdot (30 + 273) \cdot \ln \frac{1}{2{,}5} = -797 \text{ кДж}.$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = 0, \text{ т.к. } \Delta t = 0 \ (t = const).$$

Задача 4.4

Дано:
$t_1 = 70$ ˚C
$t_2 = 650 - 200 = 450$ ˚C
$k = 1{,}37$
$R = 314$ Дж/(кг·К)
ε, l – ?

В газовом двигателе 1 кг смеси газа и воздуха адиабатно сжимается так, что к концу сжатия ее температура оказывается на 200 ˚С ниже температуры самовоспламенения смеси, равной 650 ˚С. В начале сжатия температура 70 ˚С. Показатель адиабаты принять равным 1,37; газовую постоянную смеси – 314 Дж/(кг·К).

Определить работу сжатия и степень сжатия ε = V_1/V_2.

Решение:

Из соотношения параметров в адиабатном процессе имеем

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{k-1}} = \left(\frac{450+273}{70+273}\right)^{\frac{1}{1{,}36-1}} = 7{,}92.$$

Работа сжатия может быть найдена по формуле

$$l = \frac{R}{k-1}(t_1 - t_2) = \frac{0{,}314}{1{,}36-1}(70-450) = -331{,}4 \text{ кДж/кг}.$$

Задача 4.5

Дано:
$P_1 = 0{,}5$ МПа = $= 0{,}5\cdot 10^6$ Па
$t_1 = 111$ ˚C
$P_2 = 0{,}1$ МПа = $= 0{,}1\cdot 10^6$ Па
$n = 1{,}2$
$k = 1{,}4$
$R = 287$ Дж/(кг·К)
$c_v = 0{,}72$ кДж/(кг·К)
v_2, T_2, Δu, l, q – ?

1 кг воздуха при давлении 0,5 МПа и температуре 111 ˚С расширяется политропно до давления 0,1 МПа.

Определить конечное состояние воздуха, изменение внутренней энергии, количество подведенной теплоты и полученную работу, если показатель политропы $n = 1{,}2$.

Решение:

Определяем начальный объем воздуха:

$$v_1 = \frac{RT}{P_1} = \frac{287\cdot(111+273)}{0{,}5\cdot 10^6} = 0{,}22 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Из соотношения параметров в политропном процессе имеем

$$v_2 = v_1\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{n}} = 0{,}22\left(\frac{0{,}5}{0{,}1}\right)^{\frac{1}{1{,}2}} = 0{,}84 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Конечную температуру можно получить из уравнения состояния

$$T_2 = \frac{P_2 v_2}{R} = \frac{0{,}1\cdot 10^6 \cdot 0{,}84}{287} = 293 \text{ К}.$$

Величину работы находим по формуле

$$l = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) = \frac{0{,}287}{1{,}2-1}(384-293) = 130{,}6 \text{ кДж/кг}.$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1) = 0{,}72\ (293 - 384) = -65{,}5 \text{ кДж/кг}.$$

Количество теплоты, сообщенной воздуху,

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1}(T_2 - T_1) = 0{,}72 \frac{1{,}2-1{,}4}{1{,}2-1}(293 - 384) = 65{,}5 \text{ кДж/кг}.$$

Полученные результаты можно проверить, используя аналитическое выражение первого закона термодинамики

$$q = \Delta u + l = 130{,}6 - 65{,}5 = 65{,}1 \text{ кДж/кг}.$$

Задача 4.6

Дано:
$v = 10$ м^3/кг
$x_1 = 0{,}95$
$t_2 = 360$ ˚С
$\Delta u,\ q$ – ?

1 кг влажного пара с параметрами $v = 10$ м^3/кг и $x_1 = 0{,}95$ изохорно нагревается до температуры $t_2 = 360$ ˚С (смотри рисунок 4.9).

Найти, пользуясь h,s – диаграммой, изменение внутренней энергии и количество подведенной теплоты.

Решение:

На h,s – диаграмме (смотри приложения) находим точку пересечения изохоры $v = 10$ м^3/кг с линией постоянной степени сухости $x_1 = 0{,}95$ (точка 1). По линии $v = const$ поднимаемся в область перегретого пара (выше линии $x = 1$) до пересечения с изотермой $t_2 = 360$ ˚С (точка 2) и находим параметры:

$$P_1 = 14 \text{ кПа};\ P_2 = 30 \text{ кПа};\ h_1 = 2480 \text{ кДж/ кг};\ h_2 = 3200 \text{ кДж/ кг}.$$

Тогда, учитывая, что $u = h - Pv$, получим

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - P_2 v) - (h_1 - P_1 v) =$$
$$(3200 - 30 \cdot 10) - (2480 - 14 \cdot 10) = 560 \text{ кДж/кг}.$$

В изохорном процессе работа расширения $l = 0$, следовательно,

$$q = \Delta u = 560 \text{ кДж/кг}.$$

Задача 4.7

Дано:
$P_1 = 30$ кПа
$x_1 = 0{,}95$
$v_2 = 10$ м^3/ кг
$\Delta u,\ l,\ q$ – ?

1 кг влажного пара с параметрами $P = 30$ кПа и $x_1 = 0{,}95$ изобарно расширяется до удельного объема $v_2 = 10$ м^3/кг (смотри рисунок 4.10).

Найти, пользуясь h,s – диаграммой, изменение внутренней энергии, работу и количество подведенной теплоты.

Решение:

На h,s – диаграмме (смотри приложения) находим точку пересечения изобары $P = 30$ кПа с линией постоянной степени сухости $x_1 = 0{,}95$ (точка 1). По линии $P = const$ поднимаемся до пересечения с изохорой $v_2 = 10$ м^3/ кг (точка 2) и находим параметры:

$$v_1 = 5 \text{ м}^3\text{/кг};\ h_1 = 2500 \text{ кДж/кг};\ h_2 = 3200 \text{ кДж/кг}.$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - P v_2) - (h_1 - P v_1) =$$
$$(3200 - 30 \cdot 10) - (2500 - 30 \cdot 5) = 550 \text{ кДж/кг}.$$

Работа процесса подсчитывается по формуле

$$l = P\ (v_2 - v_1) = 30\ (10 - 5) = 150 \text{ кДж/кг}.$$

Подведенное в процессе теплота равна разности энтальпий:

$$q = h_2 - h_1 = 3200 - 2500 = 700 \text{ кДж/кг}$$

или

$$q = \Delta u + l = 550 + 150 = 700 \text{ кДж/кг}.$$

Задача 4.8

Дано:
$P = 800$ кПа
$x_1 = 0{,}9$
$P_2 = 80$ кПа
$\Delta u, l, q - ?$

1 кг влажного пара при $P_1 = 800$ кПа и $x_1 = 0{,}9$ изотермически расширяется (рисунок 4.11) до $P_2 = 80$ кПа.

Определить, пользуясь *h,s* – диаграммой, количество подведенной теплоты, изменение внутренней энергии и работу расширения.

Решение:

На *h,s* – диаграмме находим точку пересечения изобары $P_1 = 800$ кПа с линией постоянной степени сухости $x_1 = 0{,}9$ (точка 1). По линии $P_1 = const$ ($t_1 = const$) поднимаемся до верхней пограничной кривой ($x = 1$), затем по изотерме $t_1 = const$, которая поворачивает вправо, идем до пересечения с изобарой $P_2 = 80$ кПа (точка 2) и находим параметры:

$$v_1 = 0{,}22 \text{ м}^3/\text{ кг}; \; v_2 = 3{,}4 \text{ м}^3/\text{ кг}; \; t_1 = t_2 = 170 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$h_1 = 2560 \text{ кДж/кг}; \; h_2 = 2820 \text{ кДж/кг}; \; s_1 = 6{,}2 \text{ Дж/(кг·К)}; \; s_2 = 7{,}8 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - P_2 v_2) - (h_1 - P_1 v_1) =$$
$$= (2820 - 80 \cdot 3{,}4) - (2560 - 800 \cdot 0{,}22) = 409 \text{ кДж/кг}.$$

Количество подведенной теплоты

$$q = T (s_2 - s_1) = (170 + 273) \cdot (7{,}8 - 6{,}2) = 708{,}8 \text{ кДж/кг}.$$

Работу расширения определяем из первого закона термодинамики:

$$l = q - \Delta u = 708{,}8 - 409 = 299{,}8 \text{ кДж/кг}.$$

Задача 4.9

Дано:
$P_1 = 3000$ кПа
$t_1 = 300$ ˚С
$P_2 = 50$ кПа
$x_2, \Delta u, l - ?$

1 кг перегретого пара рсширяется адиабатно от начальных параметров $P_1 = 3000$ кПа и $t_1 = 300$ ˚С до $P_2 = 50$ кПа (смотри рисунок 4.12).

Найти, пользуясь *h,s* – диаграммой, значение степени сухости пара в конце процесса расширения, изменение внутренней энергии и работу расширения.

Решение:

На *h,s* – диаграмме находим точку пересечения изобары $P_1 = 3000$ кПа с изотермой $t_1 = 300$ ˚С (точка 1). Обратимый адиабатный процесс протекает при постоянной энтропии, т.е. изоэнтропно.

По линии $s = const$ опускаемся до пересечения с линией изобары $P_2 = 50$ кПа (точка 2) и находим параметры:

$$v_1 = 0{,}08 \text{ м}^3/\text{кг}; \; v_2 = 2{,}8 \text{ м}^3/\text{кг}; \; x_2 = 0{,}84;$$

$$h_1 = 2990 \text{ кДж/кг}; \; h_2 = 2270 \text{ кДж/кг}.$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - P_2 v_2) - (\mathrm{h}_1 - P_1 v_1) =$$
$$= (2270 - 0{,}05 \cdot 10^3 \cdot 2{,}8) - (2990 - 3 \cdot 10^3 \cdot 0{,}08) = -620 \text{ кДж/ кг}.$$

В адиабатном процессе $q = 0$, следовательно

$$l = - \Delta u = 620 \text{ кДж/кг}.$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 4.10

Сосуд емкостью 90 л содержит воздух при давлении 0,8 МПа и температуре 30 ˚С.

Определить количество теплоты, которое необходимо сообщить воздуху, чтобы повысить его давление до 1,6 МПа. Принять зависимость $c = f(t)$ нелинейной.

Ответ: $Q_v = 184{,}8$ кДж.

Задача 4.11

0,2 м^3 воздуха с начальной температурой 18 ˚С подогревают в цилиндре диаметром 0,5 м при постоянном давлении 0,2 МПа до температуры 200 ˚С.

Определить работу расширения, перемещение поршня и количество затраченной теплоты, не учитывая зависимость теплоемкости от температуры.

Ответ: $L = 25{,}07$ кДж; $h = 0{,}64$ м; $Q_p = 87{,}36$ кДж.

Задача 4.12

0,5 м^3 кислорода при давлении 1 МПа и температуре 30 ˚С сжимаются изотермически до объема в 5 раз меньше начального.

Определить объем и давление кислорода после сжатия, работу, затраченную на сжатие, и количество отведенной от газа теплоты.

Ответ: $P_2 = 5$ МПа; $V_2 = 0{,}1$ м^3; $L = Q = -805$ кДж.

Задача 4.13

Работа, затраченная на адиабатное сжатие 3 кг воздуха, составляет 471 кДж. Начальная температура воздуха 15 ˚С.

Определить конечную температуру и изменение внутренней энергии.

Ответ: $t_2 = 234$ ˚С; $\Delta U = 471$ кДж.

Задача 4.14

В газовом двигателе политропно сжимается 1 кг горючей смеси до температуры 450 ˚С. Начальная температура 80 ˚С. Показатель политропы $n = 1{,}35$.

Найти работу, затраченную на сжатие, и степень сжатия.

Ответ: $l = -360$ кДж/кг; $\varepsilon = 7{,}82$.

Задача 4.15

Определить, пользуясь *h,s* – диаграммой, количество теплоты, которое надо сообщить 1 кг водяного пара, удельный объем которого $v = 5$ м^3/кг, степень сухости $x_1 = 0{,}89$, чтобы при $v = const$ повысить его температуру до $t_2 = 400$ ˚С.

Ответ: $q = 780$ кДж/кг.

Задача 4.16

1 кг водяного пара при P = 1000 кПа и t_1=240 ˚С нагревается при постоянном давлении до t_2 = 320 ˚С.

Определить затраченное количество теплоты, работу расширения и изменение внутренней энергии пара, пользуясь *h, s* – диаграммой.

Ответ: q = 173 кДж/кг; l = 40,3 кДж/кг; Δu = 132,7 кДж/кг.

Задача 4.17

1 кг влажного пара при P_1 = 1000 кПа и x_1 = 0,85 изотермически расширяется до P_2 = 100 кПа.

Определить, пользуясь *h,s* – диаграммой, количество подведенной теплоты, изменение внутренней энергии и работу расширения.

Ответ: Δu = 360 кДж/кг; l = 469 кДж/кг; q = 829 кДж/кг.

Задача 4.18

Перегретый пар с начальным давлением P_1 = 2000 кПа и температурой t_1 = 300 ˚С расширяется адиабатно до давления P_2 = 4 кПа.

Определить работу расширения 1 кг пара и его степень сухости в конце процесса расширения.

Ответ: l = 840 кДж/ кг; x_2 = 0,787.

Вопросы для самоподготовки

1 Какая функция называется энропией?

2 Что изображает площадь под кривой в *T,S* – диаграмме?

3 Формулировка второго закона термодинамики.

4 Что называется термическим КПД?

5 Прямой цикл Карно, его термический КПД.

6 Обобщенный (регенеративный) цикл Карно.

7 Обратный цикл Карно, его холодильный коэффициент.

8 Аналитическое выражение второго закона термодинамики в обратимых и необратимых процессах.

9 Дать определение основным термодинамическим процессам.

10 Как графически изображаются в *p,v* – и *T,s* – диаграммах изохора, изобара, изотерма и адиабата?

11 Написать уравнение основных процессов и формулы соотношений между параметрами *P*, *V* и *T*.

12 Как определяется работа деформации для каждого процесса?

13 Как определяется количество тепла, участвующее в процессах? Доказать, что в изобарном процессе теплота равна изменению энтальпии.

14 Какой процесс называется политропным и в каких пределах меняется показатель политропы?

15 По каким уравнениям вычисляется изменение энтропии в основных термодинамических процессах?

16 В каких теплоэнергетических установках водяной пар используется в качестве рабочего тела?

17 Какой пар называется влажным насыщенным, сухим насыщенным, перегретым?

18 Что такое степень сухости и степень влажности, теплота парообразования?

19 Изобразить p,v – диаграмму водяного пара и дать определения верхней и нижней пограничной кривой, критической точки, тройной точки.

20 Как определяются параметры влажного насыщенного пара?

21 T,s – диаграмма водяного пара.

22 h,s – диаграмма водяного пара.

23 Представить основные процессы водяного пара (изохорный, изобарный, изотермический, адиабатический) в h,s – диаграмме.

5 Особенности термодинамики открытых систем

5.1 Уравнение первого закона термодинамики для потока

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

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

$$m^* = fc / v = const, \qquad (5.1)$$

где f – площадь поперечного сечения канала; c – скорость рабочего тела; v – удельный объем.

Рассмотрим термодинамическую систему, представленную схематически на рисунке 5.1. По трубопроводу *1* рабочее тело с параметрами T_1, p_1, v_1 подается со скоростью c_1 в тепломеханический агрегат *2* (двигатель, турбина, парогенератор, компрессор и т.д.). Здесь каждый килограмм рабочего тела получает от внешнего источника теплоту q и совершает техническую работу $l_{тех}$, например приводя в движение ротор турбины, а затем удаляется через выхлопной патрубок *3* со скоростью c_2, имея параметры T_2, p_2, v_2.

Выделим объем рабочего тела, заключенный между плоскостями *I* и *II*, заменив действие отброшенных частей потока соответствующими силами.

Внутренняя энергия есть функция состояния рабочего тела, поэтому значение u_1 определяется параметрами рабочего тела при входе, а значение u_2 - параметрами рабочего тела при выходе из агрегата.

Работа расширения l совершается рабочим телом на поверхностях, ограничивающих выделенный движущийся объем, т.е. на стенках агрегата и границах, выделяющих этот объем в потоке. Часть стенок агрегата неподвижна, и работа расширения на них равна нулю. Другая часть стенок специально делается подвижной (рабочие лопатки в турбине и компрессоре, поршень в поршневой машине), и рабочее тело совершает на них техническую работу $l_{тех}$.

При входе рабочее тело вталкивается в агрегат. Для этого нужно преодолеть давление p_1. Поскольку $p_1 = const$, каждый килограмм рабочего тела может занять объем v_1 лишь при затрате работы, равной $l_{вт} = – p_1 v_1$.

Для того чтобы выйти в трубо-

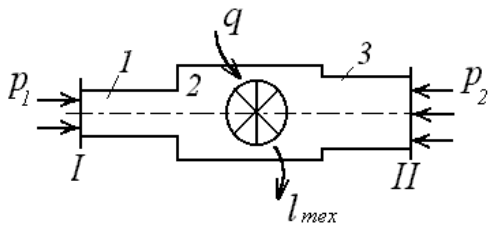


Рисунок 5.1. – Открытая термодинамическая система.

Если в потоке мысленно выделить замкнутый объем рабочего тела и наблюдать за изменением его параметров в процессе перемещения, то для описания его поведения будут пригодны все полученные выше термодинамические соотношения.

Наконец, в неравновесном процессе некоторая работа $l_{тр}$ может быть затрачена на преодоление сил трения. Окончательно

$$l = l_{тех} + (p_2v_2 - p_1v_1) + \\ + (c^2_2/\,2 - c^2_1/\,2) + l_{тр}. \qquad (5.2)$$

Если скорости течения рабочего тела до и после агрегата одинаковы или достаточно малы, то $c^2_2 - c^2_1 = 0$, и тогда

$$l_{тех} + l_{тр} = l + p_1v_1 - p_2v_2.$$

Пусть линия *12* в *p, v* – диаграмме (рисунок 5.2) изображает процесс расширения рабочего тела в агрегате. Тогда площадь *a12b* представляет собой работу расширения, площадь 0C1a – работу вталкивания, а площадь 0*d2b* – работу выталкивания. Заштрихованная площадь в идеальном процессе без трения изображает техническую работу.

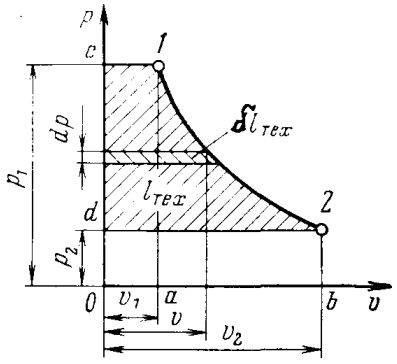


Рисунок 5.2. – Изображение техпровод *3,* рабочее тело должно вытолкнуть из него такое же количество рабочего тела, ранее находившегося в нем, преодолев давление p_2, т.е. каждый килограмм, занимая объем v_2, должен произвести определенную работу выталкивания $l_{выт} = p_2v_2$.

Сумма $l_в = p_2v_2 - p_1v_1$ называется *работой вытеснения*.

Если скорость c_2 на выходе больше, чем c_1 на входе, то часть работы расширения будет затрачена на увеличение кинетической энергии рабочего тела в потоке, равное:

$$c^2_2/\,2 - c^2_1/2.$$

Поскольку теплота трения равна работе трения ($q_{тр} = l_{тр}$), а $u + pv = h$, окончательно запишем:

$$q_{внеш} = h_2 - h_1 + l_{тех} + \\ + (c^2_2 - c^2_1)/\,2. \qquad (5.3)$$

Это и есть *выражение первого закона термодинамики для потока*, который можно сформулировать так: *теплота, подведенная к потоку рабочего тела извне, расходуется на увеличение энтальпии рабочего тела, производство технической работы и увеличение кинетической энергии потока.*

В дифференциальной форме уравнение (5.3) записывается в виде

$$\delta q_{внеш} = dh + \delta l_{тех} + d(c^2/\,2). \qquad (5.4)$$

Оно справедливо как для равновесных процессов, так и для течений, сопровождающихся трением.

Применим первый закон термодинамики к различным типам тепломеханического оборудования.

1 Теплообменный аппарат (устройство, в котором теплота от жидкой или газообразной среды передается другой среде). Для него $l_{тех} = 0$, а $(c^2_2 - c^2_1) << q_{внеш}$, поэтому

$$q_{внеш} = h_2 - h_1. \qquad (5.5)$$

нической работы в p,v – координатах.

Теплота, сообщенная каждому килограмму рабочего тела во время прохождения его через агрегат, складывается из теплоты $q_{внеш}$, подведенной снаружи, и теплоты $q_{тр}$, в которую переходит работа трения внутри агрегата:

$$q = q_{внеш} + q_{тр}.$$

Подставив полученные значения q и l в уравнение первого закона термодинамики, получим:

$$q_{внеш} + q_{тр} = u_2 - u_1 + l_{mex} + \\ + \; p_2v_2 - p_1v_1 + c^2{}_2/2 - c^2{}_1/2 + l_{mp}.$$

$$l_{mex} = -\int_{p_1}^{p_2} vdp\,;\; \delta l_{mex} = -vdp\,. \qquad (5.8)$$

Это соответствует изображению технической работы на рисунке 5.2.

3 Компрессор. Если процесс сжатия газа в компрессоре происходит без теплообмена с окружающей средой ($q_{внеш} = 0$) и $c_1 = c_2$, что всегда можно обеспечить надлежащим выбором сечений всасывающего и нагнетательного воздухопроводов, то

$$l_{mex} = h_1 - h_2. \qquad (5.9)$$

В отличие от предыдущего случая здесь $h_1 < h_2$, т.е. техническая работа в адиабатном компрессоре затрачивается на увеличение энтальпии газа.

4 Сопла и диффузоры (специально спрофилированные каналы, предназначенные для ускорения или торможения потока). Техническая работа в них не совершается, поэтому уравнение (5.4) приводится к виду

$$\delta q_{техн} = dh + d(c^2/2).$$

С другой стороны, к объему рабочего тела, движущегося в потоке, применимо выражение первого закона термодинамики для закрытой системы:

$$\delta q_{внещ} = dh - vdp.$$

2 Тепловой двигатель. Обычно $c^2{}_2 - c^2{}_1 << l_{тех}$, а $q_{внеш} = 0$, поэтому рабочее тело производит техническую работу за счет уменьшения энтальпии:

$$l_{mex} = h_1 - h_2. \qquad (5.6)$$

Интегрируя уравнение (2.31) от p_1 до p_2 и от h_1 до h_2 для случая, когда $q_{внеш} = 0$, получим:

$$-\int_{p_1}^{p_2} vdp = h_1 - h_2\,. \qquad (5.7)$$

Сравнивая выражения (5.6) и (5.7), приходим к выводу, что

Приравняв правые части двух последних уравнений, получим:

$$cdc = -\; v\,dp. \qquad (5.10)$$

Из (5.10) видно, что dc и dp всегда имеют противоположные знаки. Следовательно, увеличение скорости течения в канале ($dc > 0$) возможно лишь при уменьшении давления в нем ($dp < 0$). Наоборот, торможение потока ($dc < 0$) сопровождается увеличением давления ($dp > 0$).

Каналы, в которых происходит разгон газа, называются *соплами*. Каналы, предназначенные для торможения потока, называются *диффузорами*.

Так как длина сопла и диффузора невелика, а скорость течения среды в них достаточно высока, то теплообмен между стенками канала и средой при малом времени их прохождения настолько незначителен, что в большинстве случаев им можно пренебречь и считать процесс истечения адиабатным ($q_{внеш} = 0$). При этом уравнение (5.3) принимает вид:

$$(c^2{}_2 - c^2{}_1)/2 = h_1 - h_2. \qquad (5.11)$$

Следовательно, ускорение адиабатного потока происходит за счет уменьшения энтальпии, а торможение потока вызывает увеличение энтальпии.

5.2 Истечение из суживающегося сопла

Рассмотрим процесс равновесного (без трения) адиабатного истечения газа через сопло из резервуара, в котором газ имеет параметры p_1, v_1, T_1. Скорость газа на входе в сопло обозначим через c_1. Будем считать, что давление газа на выходе из сопла p_2 равно давлению среды, в которую вытекает газ.

Расчет сопла сводится к определению скорости и расхода газа на выходе из него, нахождению площади поперечного сечения и правильному выбору его формы.

Скорость истечения в соответствии с уравнением (5.11)

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2}\ . \qquad (5.12)$$

Выберем достаточно большую площадь входного сечения сопла, тогда $c_1 = 0$ и

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0}\ , \qquad (5.13)$$

где $\Delta h_0 = h_1 - h_2 = u_1 - u_2 + (p_1v_1 - p_2v_2)$ – *располагаемый адиабатный теплоперепад.*

Для идеального газа изменение внутренней энергии в адиабатном процессе $u_1 - u_2 = l$ вычисляется по формуле (4.20), поэтому

$$\Delta h_0 = \frac{1}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2) + (p_1v_1 - p_2v_2) = \frac{k}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2). \qquad (5.14)$$

Тогда

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}p_1v_1\left(1 - \frac{p_2v_2}{p_1v_1}\right)}.$$

В соответствии с (4.16)

$$v_2 / v_1 = (p_1 / p_2)^{\frac{1}{k}}$$

и

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}p_1v_1\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}RT_1\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}. \qquad (5.15)$$

Массовый расход газа m^* через сопло, обычно выражаемый в кг/с, определяется из соотношения

$$m^* = fc_2 / v_2, \qquad (5.16)$$

где f – площадь выходного сечения сопла.

Воспользовавшись выражениями (5.16) и (5.15), получим:

$$m^* = f\sqrt{2\frac{k}{k-1}\cdot\frac{p_1}{v_1}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]} \qquad (5.17)$$

Из выражения (5.17) следует, что массовый секундный расход идеального газа при истечении из большого резервуара зависит от площади выходного сечения сопла, свойств и начальных параметров газа (k, p_1, v_1) и степени его расширения (т.е. давления p_2 газа на выходе).

По уравнению (5.17) построена кривая *1К0* на рисунке 5.3.

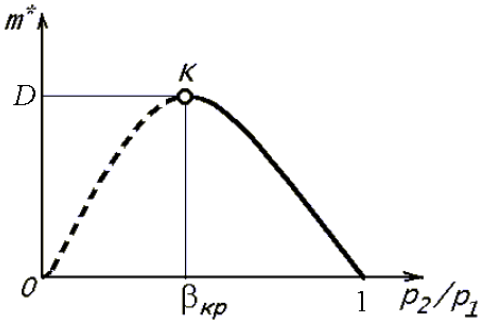


Рисунок 5.3. – Зависимость массового расхода газа через сопло от отношения p_2/p_1.

- При $p_2 = p_1$ расход, естественно, равен нулю. С уменьшением давления среды p_2 расход газа увеличивается и достигает максимального значения при $p_2/p_1 = \beta_{кр}$. При дальнейшем уменьшении отношения p_2/p_1 значение m^* рассчитанное по формуле (5.17), убывает и при $p_2/p_1 = 0$ становится равным нулю.

Сравнение описанной зависимости с экспериментальными данными показало, что для $\beta_{кр} < p_2/p_1 < 1$ результаты полностью совпадают, а для $0 < p_2/p_1 < \beta_{кр}$ они расходятся – действительный массовый расход на этом участке остается постоянным (прямая *KD)*.

Для того чтобы объяснить это расхождение теории с экспериментом, А. Сен-Венан в 1839 г. выдвинул гипотезу о том, что в суживающемся сопле невозможно получить давление газа ниже некоторого критического значения $p_{кр}$, соответствующего максимальному расходу газа через сопло. Как бы мы ни понижали давление p_2 среды, куда происходит истечение, давление на выходе из сопла остается постоянным и равным $p_{кр}$.

Для отыскания максимума функции

$$m^* = f\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = f(\beta)$$

при $p_1 = const$, соответствующего значе-

нию $\beta_{кр}$, возьмем первую производную от выражения в квадратных скобках и приравняем ее нулю:

$$\frac{d}{dp_2}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right] =$$

$$= \frac{2}{k}\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k}\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}-1} = 0,$$

откуда

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \qquad (5.18)$$

т.е. отношение критического давления на выходе $p_2 = p_{кр}$ к давлению перед соплом p_1 есть величина постоянная, зависящая только от показателя адиабаты, т.е. от природы рабочего тела.

Для одноатомного газа k = 1,66 и $\beta_{кр}$ = 0,49. Для двухатомного газа k = 1,4 и $\beta_{кр}$ = 0,528. Для трехатомного газа и перегретого водяного пара k = 1,3 и $\beta_{кр}$ = 0,546. Таким образом, изменение $\beta_{кр}$ невелико, поэтому для оценочных расчетов можно принять $\beta_{кр} \approx 0{,}5$.

Критическая скорость устанавливается в устье сопла при истечении в окружающую среду с давлением, равным или ниже критического. Ее можно определить из уравнения (5.15), подставив в него вместо отношения p_2/ p_1 значение $\beta_{кр}$:

$$c_{кр} = \sqrt{2\frac{k}{k+1}p_1 v_1} = \sqrt{2\frac{k}{k+1}RT_1} \quad (5.19)$$

Величина критической скорости определяется физическими свойствами и начальными параметрами газа.

Из уравнения адиабаты следует, что

$$v_1 = v_{кр}(p_{кр} / p_1)^{\frac{1}{k}};$$

заменяя здесь отношение $(p_{кр}/ p_1)$ в соответствии с уравнением (5.18), получаем:

$$v_1 = v_{кр}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Подставляя отсюда значения v_1, а из (5.18) – значение p_1 в формулу (5.19), получим:

$$c_{кр} = \sqrt{kp_{кр}v_{кр}}.$$

Из курса физики известно, что $\sqrt{kp_{кр}v_{кр}} = a$ есть скорость распространения звука в среде с параметрами $p = p_{кр}$ и $v = v_{кр}$.

Таким образом, *критическая скорость газа при истечении равна местной скорости звука в выходном сечении сопла.*

Максимальный секундный расход газа при критическом значении $\beta_{кр}$ можно определить из уравнения (5.17), если в него подставить

$$\beta_{кр} = \left[2/(k+1)\right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

Тогда

$$m^*_{кр} = f_{\min}\sqrt{\frac{2k}{k+1}\frac{p_1}{v_1}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}}. \quad (5.20)$$

Максимальный секундный расход определяется состоянием газа на входе в сопло, величиной выходного сечения сопла f_{min} и показателем адиабаты газа, т.е. его природой.

5.3 Сопло Лаваля

Чтобы получить за соплом сверхзвуковую скорость, нужно иметь за ним давление меньше критического. В этом случае сопло необходимо составить из двух частей – суживающейся, где c < a, и расширяющейся, где c > a. Такое комбинированное сопло впервые было применено шведским инженером К.Г. Лавалем в 80-х годах прошлого столетия для получения сверхзвуковых скоростей пара

(рисунок 5.4). Сейчас сопла Лаваля применяют в реактивных двигателях самолетов и ракет.

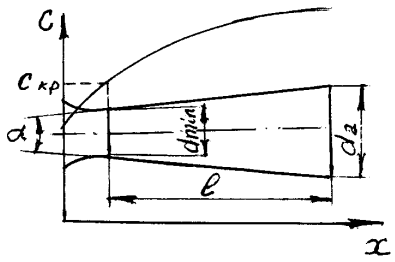


Рисунок 5.4. – Сопло Лаваля.

При истечении газа из такого сопла в среду с давлением меньше критического в самом узком сечении сопла устанавливаются критические давление и скорость. В расширяющейся насадке происходит дальнейшее увеличение скорости и соответственно падение давления истекающего газа до давления внешней среды.

Будем считать заданными параметры газа на входе в сопло P_1, v_1, T_1, $c_1 = 0$, давление среды, в которую вытекает газ P_2, α – угол конусности сопла Лаваля и массовый расход через сопло m^*.

Расчет сопла Лаваля сводится к определению площади минимального сечения $f_{\min}$, площади выходного сечения f_2 и длины расходящейся части l. Длина суживающейся части выбирается из конструктивных соображений (габариты, минимальные потери и т.д.).

Из уравнения массового расхода

$$m^*_{кр} = \frac{f_{\min} c_{кр}}{v_{кр}} = \frac{f_2 c_2}{v_2} = m^*$$

определяем $f_{\min}$ и f_2.

Зная $f_{\min}$ и f_2, можно найти $d_{\min}$ и d_2, а далее длину расходящейся части сопла:

$$l = \frac{d_2 - d_{\min}}{2tg\alpha/2}. \qquad (5.21)$$

Угол конусности сопла Лаваля α выбирается в пределах от 8° до 12°. При больших углах конусности возможен отрыв потока от стенок сопла, при этом резко растут потери на вихреобразование. При меньших углах растет длина сопла, а стало быть и потери на трение.

5.4 Расчет процесса истечения с помощью *h*,s – диаграммы

Истечение без трения. Так как водяной пар не является идеальным газом, расчет его истечения лучше выполнять не по аналитическим формулам, а с помощью *h*,s – диаграммы водяного пара.

Пусть пар с начальными параметрами p_1, t_1 вытекает в среду с давлением p_2. Если потерями энергии на трение при движении водяного пара по каналу и теплоотдачей к стенкам сопла мы пренебрегаем, то процесс истечения протекает при постоянной энтропии и изображается на *h*,s – диаграмме вертикальной прямой *12* (рисунок 5.5).

Скорость истечения рассчитывается по формуле (5.13):

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0},$$

где h_1 определяется на пересечении линией p_1 и t_1, а h_2 находится на пересечении линии *12* с изобарой p_2. Если h_1 и h_2 подставлять в эту формулу в кДж/кг (как на *h*,s – диаграмме), а скорость истечения получать в м/с, то

$$c = 44{,}7\sqrt{h_1 - h_2}. \qquad (5.22)$$

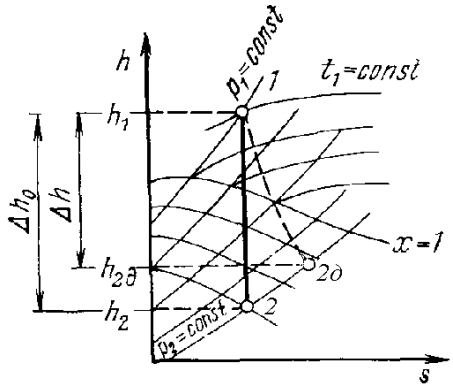


Рисунок 5.5. – Процессы обратимого и необратимого расширения пара в сопле.

Для определения критической скорости (или критического давления $p_{кр}$) по *h,*s – диаграмме воспользуемся методом последовательных приближений, который состоит в следующем.

Задавшись в первом приближении значением k = 1,3, из соотношения (5.18) найдем $p_{кр}$. Затем по известным $p_{кр}$ и $s_{кр} = s_1$ определим удельный объем $v_{кр}$ по *h,*s – диаграмме. Далее из соотношения для адиабатного процесса

$$k = \frac{\lg(p_1 / p_{кр})}{\lg(v_{кр} / v_1)}$$

найдем новое значение k (второе приближение), по которому снова определим $p_{кр}$, и т.д. Вычисления заканчиваем, когда значение $p_{кр}$, по которому определяется k, совпадет с его значением, вычисленным по формуле (5.18).

Если заданное значение p_2 оказывается больше $p_{кр}$, ставят простое суживающееся сопло, если меньше – сопло Лаваля.

Действительный процесс истечения. В реальных условиях вследствие трения потока о стенки канала и внутреннего трения между струйками потока процесс истечения оказывается необратимым, т.е. при течении газа выделяется теплота трения и поэтому энтропия рабочего тела возрастает.

На рисунке 5.5 необратимый процесс адиабатного расширения пара изображен условно штриховой линией *12д.* При том же перепаде давлений $p_1 - p_2$ срабатываемая разность энтальпий $h_1 - h_2 = \Delta h$ получается меньше, чем Δh_o, в результате чего уменьшается и скорость истечения $c_{2д}$.

$$c_{2д} = 44{,}7\varphi_c\sqrt{\Delta h_o}\,. \qquad (5.23)$$

Коэффициент φ_c называется скоростным коэффициентом сопла. Современная техника позволяет создавать хорошо спрофилированные и обработанные сопла, у которых φ_c = 0,95 – 0,98.

5.5 Дросселирование газов и паров

Если на пути движения газа или пара (т.е. сжимаемой жидкости) имеется резкое местное сужение, например, прикрытый вентиль, задвижка, клапан и др., то, как показывает опыт, давление за сужением всегда меньше давления перед ним. Понижение давления рабочего тела при прохождении через сужения называется *дросселированием.* Эффект дросселирования, т.е. разность давлений до и после сужения, при прочих равных условиях тем больше, чем меньше относительная площадь сужения.

Процесс дросселирования протекает следующим образом. При прохождении через сужение давление падает и в самом узком месте потока (рисунок 5.6) достигает минимального значения. Падение давления сопровождается ростом скорости, которая в этом узком месте достигает наибольшего значения. При дальнейшем течении происходит постепенный рост давления до некоторого значения P_2 за счет частичного перехода кинетической энергии струи в энергию давления. Однако, давление не восстанавливается до начального значения P_1 в силу того, что часть кинетической энергии струи тратиться на преодоление трения и завихрений и в давление не переходит. Энергия, затраченная на преодоление трения и завихрений, в форме определенного количества тепла воспринимается рабочим телом, вследствие чего растут его удельный объем и энтропия. Таким образом, дросселирование является необратимым процессом, а в случае отсутствия теплообмена с внешней средой – также и адиабатным процессом. Опыт и расчеты показывают, что приближенно можно считать равенство скоростей в сечениях 1 – 1 и 2 – 2 ($c_1 \approx c_2$),

т.е. можно пренебречь изменением кинетической энергии. Тогда, рассматривая адиабатное дросселирование, из уравнения первого закона термодинамики следует, что $dh = 0$, следовательно, $h = const$, т.е. энтальпия рабочего тела после дросселирования равна энтальпии до дросселирования ($h_2 = h_1$).

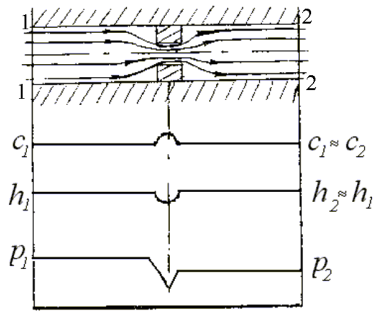


Рисунок 5.6. – Изменение параметров сжимаемой жидкости при дросселировании.

Для идеальных газов имеем:

$$h_2 - h_1 = c_p\,(t_2 - t_1).$$

Но при дросселировании $h_2 - h_1 = 0$, следовательно, $t_2 = t_1$, т.е. температуры идеального газа до и после дросселирования одинаковы.

При дросселировании реальных газов и паров их температура может увеличиваться, оставаться неизменной и уменьшаться. Изменение температуры при дросселировании называется эффектом Джоуля – Томсона. Процессы дросселирования большинства газов (за исключением водорода и гелия) и паров идут с понижением температуры. Этот эффект дросселирования используется на практике для получения низких температур.

5.6 Термодинамический анализ процессов в компрессорах

Процессы сжатия в идеальном компрессоре. *Компрессором называется устройство, предназначенное для сжатия газов.*

Принцип действия поршневого компрессора таков (рисунок 5.7): при движении поршня слева направо давление в цилиндре становится меньше давления p_1, и под действием разности этих давлений открывается всасывающий клапан. Цилиндр заполняется газом. Всасывание изображается на индикаторной диаграмме линией *41*. При обратном движении поршня всасывающий клапан закрывается, и газ сжимается по линии *12*. Давление в цилиндре увеличивается до тех пор, пока не станет больше p_2. Под действием разности этих давлений открывается нагнетательный клапан, и газ выталкивается поршнем в сеть (линия *23)*. Затем нагнетательный клапан закрывается, и все процессы повторяются.

Индикаторную диаграмму не следует смешивать с *p,v* – диаграммой, которая строится для постоянного количества вещества.

В индикаторной диаграмме линии всасывания *41* и нагнетания *23* не изображают термодинамические процессы, так как состояние рабочего тела в них остается постоянным – меняется только его количество.

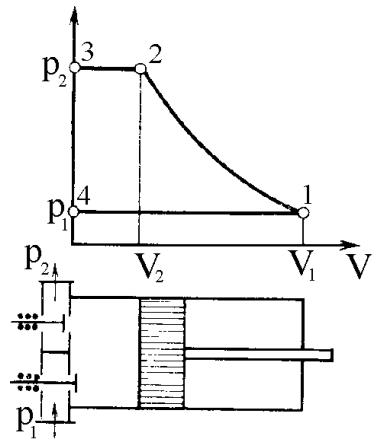


Рисунок 5.7. – Индикаторная диаграмма идеального поршневого компрессора.

На сжатие и перемещение килограмма газа затрачивается работа ($-l_{тех}$), которую производит двигатель, вращающий вал компрессора. Обозначим ее через $l_к$ ($l_к = -l_{тех}$). Из (5.8) следует, что

$$l_к = \int_{p_1}^{p_2} v dp . \qquad (5.24)$$

На индикаторной диаграмме $l_к$ изображается площадью *4321*.

Техническая работа, затрачиваемая в компрессоре, зависит от характера процесса сжатия. На рисунке 5.8 изображены изотермический (n = l), адиабатный ($n = k$) и политропный процессы сжатия. Сжатие по изотерме дает наименьшую площадь, т.е. происходит с наименьшей затратой работы, следовательно, применение изотермического сжатия в компрессоре является энергетически наиболее выгодным.

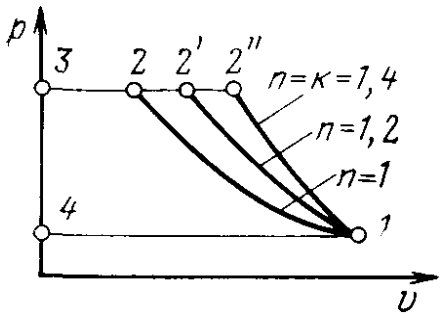


Рисунок 5.8. – Сравнение работы адиабатного, изотермического и политропного сжатия.

Чтобы приблизить процесс сжатия к изотермическому, необходимо отводить от сжимаемого в компрессоре газа теплоту. Это достигается путем охлаждения наружной поверхности цилиндра водой, подаваемой в рубашку, образуемую полыми стенками цилиндра. Однако, практически сжатие газа осуществляется по политропе с показателем n = 1,18 ÷ 1,2, поскольку достичь значения n = 1 не удается.

Теоретическая работа на привод идеального компрессора, все процессы в котором обратимы, вычисляется по соотношению (5.24). Из уравнения политропы (4.22) следует, что

$$v = (p_1/p)^{1/n} v_1$$

и

$$l_к = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{n}} v_1 dp =$$

$$= \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \qquad (5.25)$$

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

$$N_o = m^* \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \qquad (5.26)$$

Многоступенчатое сжатие. Для получения газа высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры (рисунок 5.9), в которых процесс сжатия осуществляется в нескольких последовательно соединенных цилиндрах с промежуточным охлаждением газа после каждого сжатия.

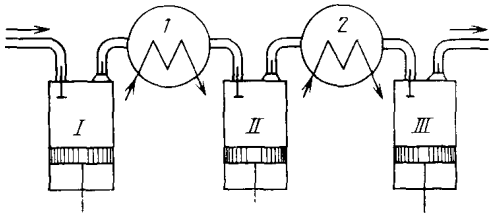


Рисунок 5.9 – Схема многоступенчатого компрессора.
I – III – ступени сжатия; 1,2 – промежуточные холодильники.

Индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора изображена на рисунке 5.10. В первой ступени компрессора газ сжимается по политропе до давления p_{II}, затем он поступает в промежуточный холодильник *1,* где охлаждается до начальной температуры T_1. Сопротивление холодильника по воздушному тракту с целью экономии энергии, расходуемой на сжатие, делают небольшим. Это позволяет считать процесс охлаждения газа изобарным. После холодильника газ поступает во вторую ступень и сжимается по политропе до p_{III}, затем охлаждается до температуры T_1 в холодильнике *2* и поступает в цилиндр третьей ступени, где сжимается до давления p_2.

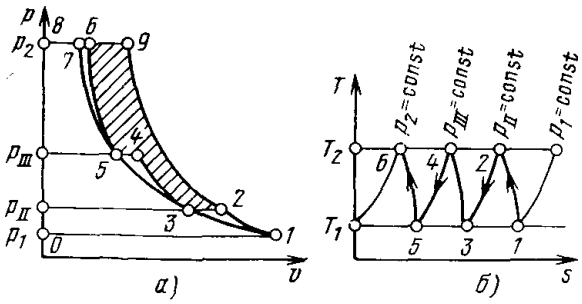


Рисунок 5.10 – Индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора (а) и изображение процесса сжатия в *T,s* – диаграмме (б).

Если бы процесс сжатия осуществлялся по изотерме *1357,* то работа сжатия была бы минимальна. При сжатии в одноступенчатом компрессоре по линии *19* величина работы определялась бы площадью *0198.* Работа трехступенчатого компрессора определяется площадью *01234568.* Заштрихованная площадь показывает выигрыш в технической работе от применения трехступенчатого сжатия.

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

Процессы сжатия в реальном компрессоре характеризуются наличием внутренних потерь на трение, поэтому работа, затрачиваемая на сжатие газа, оказывается больше, чем техническая работа идеального компрессора, определяемая уравнением (5.25).

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

Для характеристики компрессоров, работающих без охлаждения, применяют адиабатный КПД:

$$\eta_{ad} = \frac{l_{ad}}{l_к},$$

где $l_{ад}$ – работа при равновесном адиабатном сжатии, вычисленная по уравнению (5.25) при $n = k$; $l_к$ – работа, затраченная в реальном компрессоре при сжатии 1 кг газа.

Для характеристики охлаждаемых компрессоров используют изотермический КПД:

$$\eta_{из} = \frac{l_{из}}{l_к},$$

где $l_{из}$ – работа обратимого сжатия в изотермическом процессе, подсчитанная по формуле (4.13).

Примеры решения типовых задач

Задача 5.1

Дано:

$P_1 = 10$ МПа $= 10 \cdot 10^6$ Па

$t_1 = 15$ ˚С

$P_2 = 0{,}1$ МПа $=$

$= 0{,}1 \cdot 10^6$ Па

$d = 10$ мм $= 0{,}01$ м

$R_в = 287$ Дж/(кг·К)

$k = 1{,}4$

---

c, m^* – ?

Воздух из резервуара с постоянным давлением 10 МПа и температурой 15 ˚С вытекает в атмосферу через трубку с внутренним диаметром 10 мм.

Найти скорость истечения воздуха и его массовый расход. Наружное давление принять равным 0,1 МПа. Процесс расширения считать адиабатным.

Решение:

Определяем отношение $\beta = p_2/ p_1$. Оно равно $\beta = \frac{1}{100}$, т.е. меньше критического отношения давлений для воздуха, составляющего $\beta_{кр} = 0{,}528$. Поэтому скорость истечения будет равна критической и определяется по формуле (5.19):

$$c_{кр} = \sqrt{2\frac{\kappa}{\kappa+1}RT_1} = \sqrt{2\frac{1{,}4}{1{,}4+1}\cdot 287\cdot(15+273)} = 310{,}5 \text{ м/с}.$$

Массовый расход находим по формуле (5.20)

$$m^*_{кр} = f_{\min}\sqrt{\frac{2k}{k+1}\cdot\frac{P_1}{v_1}\cdot\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}};$$

$$f_{\min} = \frac{\pi\ d^2}{4} = \frac{3{,}14\cdot 0{,}01^2}{4} = 7{,}85\cdot 10^{-5} \text{ м}^2;$$

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{287\cdot(15+273)}{10\cdot 10^6} = 8{,}27\cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг};$$

следовательно,

$$m^*_{кр} = 7{,}85\cdot 10^{-5}\sqrt{\frac{2\cdot 1{,}4}{1{,}4+1}\cdot\frac{10\cdot 10^6}{8{,}27\cdot 10^{-3}}\cdot\left(\frac{2}{1{,}4+1}\right)^{\frac{2}{1{,}4-1}}} = 1{,}87 \text{ кг/с}.$$

Задача 5.2

Дано:
$P_1 = 5$ МПа $= 5\cdot 10^6$ Па
$P_2 = 4$ МПа $= 4\cdot 10^6$ Па
$t_1 = 100$ ˚С
$f = 20$мм$^2 = 2\cdot 10^{-5}$ м^2
$R_{O2} = 260$ Дж/(кг·К)
$c, m^* - ?$

В резервуаре, заполненном кислородом, поддерживают давление 5 МПа. Газ вытекает через суживающееся сопло в среду с давлением 4 МПа. Начальная температура кислорода 100 ˚С.

Определить теоретическую скорость истечения и массовый расход, если площадь выходного сечения сопла 20 мм^2. Истечение считать адиабатным.

Решение:

Отношение давлений составляет

$$\beta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{4}{5} = 0{,}8 > \beta_{кр} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{кр} = 0{,}528;$$

следовательно, скорость истечения меньше критической и определяется по формуле (5.15):

$$c = \sqrt{2\frac{k}{k-1}RT_1\left[1-\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = \sqrt{2\frac{1{,}4}{1{,}4-1}\cdot 260\cdot(100+273)\cdot\left[1-\left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{1{,}4-1}{1{,}4}}\right]} = 205 \text{ м/с}.$$

Массовый расход воздуха найдем по формуле (5.17)

$$m^* = f\sqrt{\frac{2k}{k-1}\cdot\frac{P_1}{v_1}\cdot\left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}.$$

Из уравнения состояния

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{260 \cdot (100 + 273)}{5 \cdot 10^6} = 1{,}94 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Все остальные величины, входящие в формулу (5.17) известны.

Подставляя их значения, получим

$$m^* = 2 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{2 \cdot 1{,}4}{1{,}4 - 1} \cdot \frac{5 \cdot 10^6}{1{,}94 \cdot 10^{-2}} \cdot \left[\left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{2}{1{,}4}} - \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{1{,}4+1}{1{,}4}} \right]} = 0{,}175 \text{ кг/с}.$$

Задача 5.3

Дано:

$P_1 = 1$ МПа $= 1 \cdot 10^6$ Па

$P_2 = 0{,}1$ МПа $= 0{,}1 \cdot 10^6$ Па

$t_1 = 300$ ˚С

$m^* = 4$ кг/с

$\alpha = 10^\circ$

$R = 287$ Дж/(кг·К)

$k = 1{,}4$

$f_{\min}, f_2, l - ?$

Воздух при давлении 1 МПа и температуре 300 ˚С вытекает из сопла Лаваля в среду с давлением 0,1 МПа. Массовый расход воздуха 4 кг/с.

Определить размеры сопла. Угол конусности расширяющейся части сопла принять равным 10˚. Расширение воздуха в сопле считать адиабатным.

Решение:

Площадь минимального сечения сопла находим по формуле

$$f_{\min} = \frac{m^* \cdot v_{кр}}{c_{кр}}.$$

Удельный объем воздуха в минимальном сечении $v_{кр}$ находим из соотношения параметров адиабатного процесса:

$$\frac{v_{кр}}{v_1} = \left(\frac{P_1}{P_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}}.$$

Значение v_1 определяем из начальных условий:

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{287 \cdot (300 + 273)}{1 \cdot 10^6} = 0{,}164 \text{ м}^3/\text{кг};$$

Критическое отношение давлений для воздуха

$$\left(\frac{P_2}{P_1} \right)_{кр} = 0{,}528.$$

Следовательно, критическое давление, устанавливающееся в минимальном сечении сопла

$$P_{кр} = 0{,}528 \cdot P_1 = 0{,}528 \cdot 1 = 0{,}528 \text{ МПа};$$

$$v_{кр} = v_1 \left(\frac{P_1}{P_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}} = 0{,}164 \cdot \left(\frac{1}{0{,}528} \right)^{\frac{1}{1{,}4}} = 0{,}259 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Теоретическая скорость воздуха $c_{кр}$ в минимальном сечении по формуле (5.19)

$$c_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_1} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1{,}4}{1{,}4 + 1} \cdot 287 \cdot (300 + 273)} = 432 \text{ м/с}.$$

Следовательно, площадь минимального сечения сопла должна быть

$$- p_2 v_2) = \frac{k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2).\ \text{мм}^2.$$

Принимая сечения сопла круглым, находим диаметр наиболее узкой части

$$d_{\min} = \sqrt{\frac{4 \cdot f_{\min}}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 2400}{3{,}14}} = 55{,}4\ \text{мм}.$$

Площадь выходного сечения сопла по формуле

$$f_2 = \frac{m^* \cdot v_2}{c_2}.$$

Удельный объем воздуха в выходном сечении

$$v_2 = v_1 \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{k}} = 0{,}164 \left(\frac{1}{0{,}1}\right)^{\frac{1}{1{,}4}} = 0{,}87\ \text{м}^3/\text{кг}.$$

Скорость истечения воздуха из сопла по уравнению (5.15)

$$c_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} =$$

$$= \sqrt{2 \frac{1{,}4}{1{,}4-1} \cdot 287 \cdot (300 + 273) \cdot \left[1 - \left(\frac{0{,}1}{1}\right)^{\frac{1{,}4-1}{1{,}4}}\right]} = 744\ \text{м/с},$$

и, следовательно, площадь выходного сечения сопла

$$f_2 = \frac{4 \cdot 0{,}87}{744} \cdot 10^6 = 4680\ \text{мм}^2,$$

а диаметр выходного сечения сопла

$$d_2 = \sqrt{\frac{4 \cdot f_2}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 4680}{3{,}14}} = 77\ \text{мм}.$$

Длина расширяющейся части сопла определяется по формуле (5.21):

$$l = \frac{d_2 - d_{\min}}{2 \cdot tg\alpha/2} = \frac{77 - 55{,}4}{2 \cdot tg10/2} = 123\ \text{мм}.$$

Задача 5.4

Дано:
$P_1 = 1{,}2$ МПа
$t_1 = 300$ ˚С
$B = P_2 = 0{,}1$ МПа
$c - ?$

Определить теоретическую скорость истечения пара из котла в атмосферу. Давление пара в котле 1,2 МПа, температура 300 ˚С. Процесс расширения пара считать адиабатным. Барометрическое давление принять равным 0,1 МПа.

Решение:

Отношение давлений $\beta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{0{,}1}{1{,}2} = 0{,}0834$, т.е. оно меньше критического отношения давлений для перегретого пара, составляющего $\beta_{кр} = 0{,}546$. Следовательно, если истечение происходит из суживающего сопла, то скорость истечения будет равна критической скорости. Для перегретого пара эта скорость определяется из уравнения

$$c_{кр} = 44{,}7\sqrt{h_1 - h_{кр}}\ , \text{м/с}.$$

Для нахождения $h_{кр}$ определяем $P_{кр}$:

$$P_{кр} = P_1\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{кр} = 1{,}2 \cdot 0{,}546 = 0{,}66 \text{ МПа}.$$

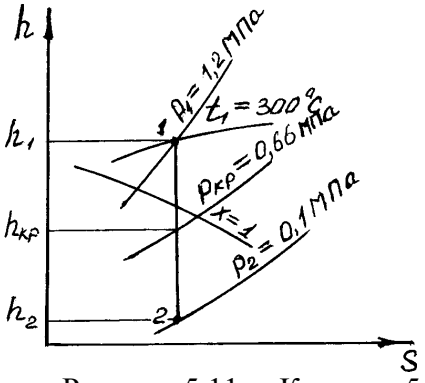


Рисунок 5.11. – К задаче 5.4.

Проведя адиабату от точки 1, характеризуемой P_1 = 1,2 МПа и t_1 = 300 ˚С, до изобары $P_{кр}$ = 0,66 МПа (рисунок 5.11), получим h_1 = 3040 кДж/кг; $h_{кр}$ = 2890 кДж/кг и таким образом,

$$c_{кр} = 44{,}7\sqrt{3040 - 2890} = 547{,}5 \text{ м/с}.$$

Задача 5.5

Решить предыдущую задачу при условии, что истечение пара происходит через сопло Лаваля.

Решение:

В этом случае скорость истечения больше критической. Она определяется из уравнения:

$$c_2 = 44{,}7\sqrt{h_1 - h_2}\ , \text{ м/с},$$

причем h_2 будет соответствовать состоянию пара в конце адиабатного расширения при P_2 = 0,1 МПа.

Пользуясь *h,s* – диаграммой, получим h_2 = 2550 кДж/кг и, таким образом,

$$c_2 = 44{,}7\sqrt{3040 - 2550} = 989{,}5 \text{ м/с}.$$

Задача 5.6

Дано:
P_1 = 1,6 МПа
t_1 = 400 ˚С
P_2 = 0,1 МПа
$m^*_{кр} = m^* = 4{,}5$ кг/с
k = 1,3
f_{min}, f_2 – ?

Перегретый водяной пар с начальным давлением 1,6 МПа и температуре 400 ˚С расширяется в сопле Лаваля по адиабате до давления P_2 = 0,1 МПа. Массовый расход пара 4,5 кг/с.

Определить минимальное сечение сопла и его выходное сечение. Процесс расширения пара считать адиабатным.

Решение:

Минимальное сечение сопла найдем из уравнения (5.20):

$$f_{\min} = \frac{m^*_{кр}}{\sqrt{\frac{2k}{k+1}\frac{P_1}{v_1}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}}}.$$

Удельный объем v_1 (из *h,s* – диаграммы) равен 0,19 м^3/кг, следовательно,

$$f_{\min} = \frac{4{,}5}{\sqrt{\frac{2\cdot 1{,}3}{1{,}3+1}\frac{1{,}6\cdot 10^6}{0{,}19}\left(\frac{2}{1{,}3+1}\right)^{\frac{2}{1{,}3-1}}}} = 0{,}00233 \text{ м}^2 = 23{,}3 \text{ см}^2.$$

Сечение в устье сопла определяем из уравнения

$$f_2 = \frac{m^* \cdot v_2}{c_2}.$$

Пользуясь *h,s* – диаграммой, найдем $v_2 = 1{,}7$ м^3/кг; $h_1 = 3245$ кДж/кг; $h_2 = 2625$ кДж/кг.

Тогда

$$c_2 = 44{,}7\sqrt{h_1 - h_2} = 44{,}7\sqrt{3245 - 2625} = 1113 \text{ м/с}.$$

Таким образом,

$$f_2 = \frac{4{,}5\cdot 1{,}7}{1113} = 0{,}00687 \text{ м}^2 = 68{,}7 \text{ см}^2.$$

Задача 5.7

Дано:

$t_1 = 27$ ˚С
$P_1 = 0{,}1$ МПа
$P_2 = 1$ МПа
$n = 1{,}22$
$k = 1{,}4$
$m^* = 0{,}12$ кг/с
$R_в = 0{,}287$ кДж/(кг·К)
$c_v = 0{,}72$ кДж/(кг·К)

t_2, Q, N_0 – ?

Газ – воздух с начальной температурой 27 ˚С сжимается в одноступенчатом поршневом компрессоре от давления 0,1 МПа до давления 1 МПа. Сжатие может происходить по изотерме, по адиабате и по политропе с показателем политропы 1,22. Определить для каждого из трех процессов сжатия конечную температуру газа, отведенный от газа тепловой поток и теоретическую мощность привода компрессора, если его производительность 0,12 кг/с.

Решение:

1. Изотермическое сжатие.

Так как изотермический процесс протекает при постоянной температуре $t_2 = t_1 =$ = 27 ˚С. Теоретическая мощность компрессора определяется выражением

$$N_0 = m^* \cdot l,$$

где *l* определяется по формуле (4.13).

Следовательно,

$$|N_0| = m^* RT \ln\frac{P_2}{P_1} = 0{,}12\cdot 0{,}287\cdot(27+273)\ln\frac{1}{0{,}1} = 23{,}76 \text{ кВт}.$$

В изотермическом процессе отведенный от газа тепловой поток

$$|Q| = |N_0| = 23{,}76 \text{ кВт}.$$

2. Адиабатное сжатие.

Из связи параметров в адиабатном процессе, следует, что

$$T_2 = T_1\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = (27+273)\left(\frac{1}{0{,}1}\right)^{\frac{1{,}4-1}{1{,}4}} = 579{,}6 \text{ К}.$$

$$t_2 = T_2 - 273 = 579{,}6 - 273 = 306{,}5 \text{ °С}.$$

Теоретическая мощность привода компрессора определяется по формуле (5.26) при n = k.

$$|N_0| = m^* \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] =$$

$$= 0{,}12 \frac{1{,}4}{1{,}4-1} 0{,}287(27+273) \left[\left(\frac{1}{0{,}1} \right)^{\frac{1{,}4-1}{1{,}4}} - 1 \right] = 33{,}63 \text{ кВт.}$$

В адиабатным процессе отведенный от газа тепловой поток Q =0.

3. Политропное сжатие.

Из связи параметров в политропном процессе, следует, что

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = (27+273) \left(\frac{1}{0{,}1} \right)^{\frac{1{,}22-1}{1{,}22}} = 454 \text{ К.}$$

$$t_2 = T_2 - 273 = 454 - 273 = 181 \text{ ˚С.}$$

Теоретическая мощность привода компрессора определяется по формуле (5.26).

$$|N_0| = m^* \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] =$$

$$= 0{,}12 \frac{1{,}22}{1{,}22-1} 0{,}287(27+273) \left[\left(\frac{1}{0{,}1} \right)^{\frac{1{,}22-1}{1{,}22}} - 1 \right] = 28{,}4 \text{ кВт.}$$

Отведенный от газа тепловой поток определяется выражением

$$Q = m^* \cdot q,$$

где q определяется по формуле (4.25).

Следовательно,

$$Q = m^* c_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1) = 0{,}12 \cdot 0{,}72 \frac{1{,}22-1{,}4}{1{,}22-1} (181-27) = -10{,}9 \text{ кВт.}$$

$$|Q| = 10{,}9 \text{ кВт.}$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 5.8

Воздух при давлении 0,1 МПа и температуре 15 ˚С вытекает из резервуара.

Найти значение конечного давления, при котором теоретическая скорость адиабатного истечения будет равна критической, и величину этой скорости.

Ответ: $P_{2кр}$ = 0,0528 МПа; $c_{кр}$ = 310 м/с.

Задача 5.9

Найти теоретическую скорость адиабатного истечения азота и массовый расход, если P_1 = 7 МПа, P_2 = 4,5 МПа, t_1 = 15 ˚С, f = 10мм^2.

Ответ: c = 282 м/с; m^* = 0,148 кг/с.

Задача 5.10

К соплам газовой турбины подводятся продукты сгорания топлива при давлении 1 МПа и температуре 600 ˚С. Давление за соплами 0,12 МПа. Расход газа, отнесенный к одному соплу, 0,4 кг/с.

Определить размеры сопла. Истечение считать адиабатным. Угол конусности принять равным 10˚. Принять, что продукты сгорания обладают свойствами воздуха.

Ответ: $d_{\min} = 19{,}4$ мм; $d_2 = 25$ мм; $l = 32$ мм.

Задача 5.11

Влажный пар с давлением 1,8 МПа и степенью сухости 0,92 вытекает в среду с давлением 1,2 МПа; площадь выходного сечения сопла 20 мм^2.

Определить теоретическую скорость при адиабатном истечении пара и его массовый расход.

Ответ: $c = 380$ м/с, $m^* = 0{,}05$ кг/с.

Задача 5.12

Найти теоретическую скорость истечения пара из сопла Лаваля для следующих данных: $P_1 = 1{,}6$ МПа; $x_1 = 0{,}92$; $P_2 = 1{,}2$ МПа.

Процесс расширения пара считать адиабатным.

Ответ: $c = 1040$ м/с.

Задача 5.13

Водяной пар с давлением 2 МПа и температурой 400 ˚С при истечении из сопла Лаваля расширяется по адиабате до давления 0,2 МПа.

Найти площадь минимального и выходного сечения сопла, а также скорости истечения в этих сечениях, если массовый расход пара 4 кг/с.

Ответ: $f_{\min} = 16$ см^2; $f_2 = 36$ см^2; $c_{кр} = 580$ м/с; $c = 1050$ м/с.

Задача 5.14

Газ – воздух с начальной температурой 27 ˚С сжимается в одноступенчатом поршневом компрессоре от давления 0,1 МПа до давления 0,9 МПа. Сжатие может происходить по изотерме, по адиабате и по политропе с показателем политропы 1,26. Определить для каждого из трех процессов сжатия конечную температуру газа, отведенный от газа тепловой поток и теоретическую мощность привода компрессора, если его производительность 0,28 кг/с.

Ответ: $|N_0|_{из} = |Q|_{из} = 52{,}8$ кВт; $t_2 = t_1 = 27$ ˚С;

$|N_0|_{ад} = 73{,}4$ кВт; $|Q|_{ад} = 0$ кВт; $t_2 = 288$ ˚С;

$|N_0|_{пол} = 66{,}65$ кВт; $c_v = \sum_1^n g_i c_{vi}$ кВт; $t_2 = 198$ ˚С.

Вопросы для самоподготовки

1 Написать уравнение первого закона термодинамики для потока.

2 Какие каналы называются соплами и диффузорами?

3 Скорость истечения идеального газа при адиабатном процессе.

4 Массовый расход идеального газа, его зависимость от отношения P_2/P_1.

5 Критическое отношение давлений и его определение.

6 Связь скорости звука и критической скорости истечения.

7 Как определяется максимальный секундный расход идеального газа?

8 Дать описание комбинированного сопла Лаваля. Как определяется его длина?

9 Как рассчитать скорость истечения водяного пара с помощью *h,s* – диаграммы?

10 Что такое дросселирование и как изменяются при этом параметры сжимаемой жидкости (газа или пара)?

11 Какое устройство называется компрессором?

12 Индикаторная диаграмма идеального одноступенчатого поршневого компрессора.

13 Какие процессы предполагаются при сжатии газа в компрессоре? Какой из них самый выгодный?

14 Как определяется теоретическая работа и теоретическая мощность привода компрессора?

15 Дать описание многоступенчатого компрессора.

16 Для чего применяют многоступенчатые компрессоры? Их преимущества по сравнению с одноступенчатыми.

6 Идеальные циклы тепловых двигателей и установок

6.1 Общие принципы построения идеальных циклов тепловых двигателей и сравнительной оценки их экономичности

Тепловым двигателем называют машину, служащую для преобразования некоторой части подведенного количества тепла в работу.

В одних условиях, например, паросиловая установка (ПСУ) или газотурбинная установка (ГТУ), работающая по так называемому замкнутому циклу, рабочий процесс проводится в ряде специальных устройств, образующих замкнутую систему – установку. В одном из этих устройств, например, котле (ПСУ), рабочее тело заимствует некоторое количество тепла от газообразных продуктов сгорания используемого топлива. В другом же устройстве – конденсаторе рабочее тело отдает определенную часть этого количества тепла жидкости, протекающей через конденсатор. Этого рода установки называют двигателями внешнего горения, хотя с термодинамической точки зрения более важная особенность этого класса двигателей состоит в том, что в них рабочему телу отводится роль посредника, совершающего круговой процесс. Разумеется, что в этих условиях температура рабочего тела значительно ниже температуры газообразных продуктов сгорания используемого топлива.

Идея Карно о двигателе, рабочем телом которого были бы сами продукты сгорания используемого топлива, была осуществлена в двигателях внутреннего сгорания. К этого рода двигателям следует отнести поршневые двигатели внутреннего сгорания (ДВС), газотурбинные установки (ГТУ), работающие по так называемому разомкнутому циклу, воздушно – реактивные двигатели (ВРД), ракетные двигатели и т.д. В этих случаях рабочее тело не совершает кругового процесса, оно периодически (ДВС) или непрерывно (лопаточные машины) обменивается. Кроме того, в действительности рабочие тела в той или иной мере удалены от своего идеально-газового состоя-

ния, а процессы необратимы.

В основу термодинамического исследования тепловых двигателей положены четыре основных принципа, которые приводят к их идеальным циклам:

1. Необратимые процессы, связанные с наличием внутренних источников энергии, например, процесс горения топлива, заменяют равноценным обратимым подводом к рабочему телу соответствующего количества тепла.

2. Считается, что рабочее тело, остающееся химически неизменным, совершает круговой процесс.

3. Из расчета исключаются все потери кроме той, что определена вторым законом термодинамики.

4. Действительный процесс теплового двигателя заменяется замкнутой последовательностью простейших обратимых процессов с идеальным газом, каждый из которых моделирует реальный процесс наивыгоднейшим образом.

Имея в виду понятие об идеальном цикле, принцип действия всякого теплового двигателя надо видеть в том, чтобы за счет подведенного количества тепла расширение рабочего тела провести по политропе, пролегающей выше политропы сжатия.

Исследование идеальных циклов выясняет основные параметры, определяющие экономичность теплового двигателя, дает представление об его максимальной эффективности в данных условиях, о путях его совершенствования

Известно, что в данных условиях предельно эффективным идеальным циклом теплового двигателя является прямой цикл Карно. Но он не отражает принципиальных особенностей рабочего процесса теплового двигателя рациональной конструкции, Действительно, при возможных в современных тепловых двигателях температурах (T_{max} = 2000 К, T_{min} = 288 К) максимальное давление в цикле Карно превысило бы 2000 бар, а общая степень расширения была бы более 400.

В связи с этим в современных ДВС процесс сгорания организуется таким образом, что его можно моделировать изохорой, изобарой, изохорой и изобарой. Что же касается процесса отвода количеств тепла, условно замыкающего термодинамически разомкнутый идеализированный рабочий процесс двигателей внутреннего сгорания (ДВС, ГТУ), то он полностью определен принципом действия данного двигателя.

Таким образом, очевидна необходимость в идеальных циклах тепловых двигателей рациональной конструкции. Разумеется, термический КПД η_t этих циклов будет меньше η_t соответственно цикла Карно, который осуществляется между предельными для данного обратимого цикла температурами.

6.2 Идеальные циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

Двигатель внутреннего сгорания (ДВС) представляет собой такую тепловую машину, в которой подвод тепла к рабочему телу осуществляется за счет сжигания топлива внутри самого двигателя. Рабочим телом в таких двигателях является на первом этапе воздух или смесь воздуха с легко воспламеняемым топливом, а на втором этапе – продукты сгорания этого жидкого или газообразного топлива (бензин, керосин, соляровое масло и др.).

Двигатели внутреннего сгорания обладают двумя существенными преимуществами по сравнению с другими типами тепловых двигателей.

1. Большая компактность, например, по сравнению с паросиловыми установками.

2. Больший температурный предел рабочего тела (так как стенки цилиндра и головки двигателя имеют принудительное охлаждение), что приводит к увеличению термического КПД.

Поршневые двигатели внутреннего сгорания применяются в автотранспорте, водном, а также железнодорожном транспорте, авиации, в стационарных

энергетических установках небольшой мощности.

Основным элементом любого поршневого двигателя (рисунок 6.1) является цилиндр с поршнем, соединенным посредством кривошипно-шатунного механизма с внешним потребителем работы.

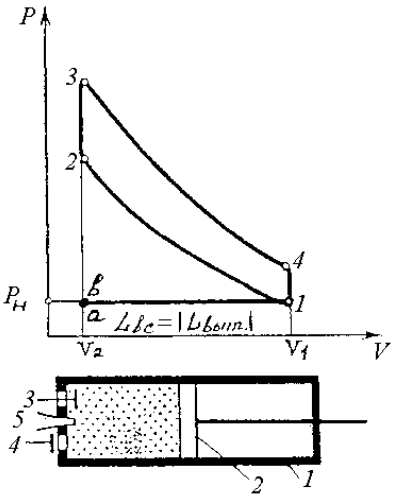


Рисунок 6.1. – Идеальная диаграмма цикла ДВС с подводом тепла при $V = const$ в P,V – координатах.

Цилиндр снабжен двумя отверстиями с клапанами, через одно из которых осуществляется всасывание рабочего тела (воздуха или горючей смеси), а через другое – выброс рабочего тела по завершению цикла.

Различие требований, которые предъявляются к двигателям внутреннего сгорания в зависимости от их назначения, привели к созданию самых разнообразных типов этих двигателей.

Однако с термодинамической точки зрения, т.е. по характеру используемых в этих двигателях рабочих циклов, все они могут быть подразделены на следующие три класса:

а) двигатели, использующие цикл с подводом тепла при постоянном объеме ($V = const$);

б) двигатели, использующие цикл с подводом тепла при постоянном давлении ($P = const$);

в) двигатели, использующие цикл со смешанным подводом тепла, т.е. с подводом тепла как при постоянном объеме, так и при постоянном давлении.

6.2.1 Цикл с подводом тепла при постоянном объеме (цикл Отто)

Первый газовый двигатель, в котором производилось сжатие газовой смеси с последующим мгновенным сгоранием ее, был создан немецким конструктором Н.А. Отто в 1876 г. Первый бензиновый двигатель с карбюратором был разработан и построен моряком русского флота О.С. Костовичем в 1879 г.

Этот идеальный цикл надо считать моделью рабочего процесса поршневого двигателя внутреннего сгорания легкого топлива, идеализированная индикаторная диаграмма которого показана на рисунке 6.1. ЗдесьV_1 – полный объем цилиндра, V_2 – объем камеры сжатия, $V_h = V_1 - V_2$ – рабочий объем цилиндра. Пренебрегая потерями, всасывание считают идущим при постоянном, а именно, атмосферном давлении $P_н$ (индикаторная линия а – 1).

Сжатие рабочего тела в цилиндре ДВС принимается адиабатным (процесс 1 – 2). Работа сжатия при этом затрачивается только на увеличение внутренней энергии, а стало быть и температуры рабочего тела (идеального газа), и температура достигает поэтому максимально возможной в данных условиях величины.

В двигателях внутреннего сгорания с воспламенением рабочей смеси около верхней мертвой точки (ВМТ) от электрической искры время сгорания очень мало, в связи с чем допустимо принять, что весь процесс сгорания (т.е. процесс подвода тепла) осуществляется при постоянном объеме. Таким образом, в данном случае необратимый процесс сгорания надо моделировать изохорой 2 – 3.

Расширение 3 – 4, как и сжатие, принимается адиабатным. В результате адиабатного расширения накопленная рабочим телом внутренняя энергия преобразуется в работу.

Известно, что в поршневом ДВС

до 70 % продуктов сгорания самопроизвольно, т.е. без затрат работы, покидают цилиндр двигателя в течение первой фазы выхлопа, называемой *выпуском*. Пренебрегая потерями, можно считать, что давление при этом мгновенно падает от P_4 до $P_н$ (давления окружающей среды).

Затем при движении поршня от нижней мертвой точки (НМТ) к ВМТ начинается вторая фаза выхлопа - выталкивание оставшейся в цилиндре порции газа (индикаторная линия 1 – в). В этих условиях $L_{вс} = |L_{выт}|$, и с точки зрения расчета можно вообще пренебрегать наличием всасывания и выталкивания, т.е. считать, что на входе в двигатель рабочее тело находится в состоянии «1», а на выходе – в состоянии «4». Окончательная идеальная схема явления будет такой: выхлопной клапан открывается в НМТ и рабочее тело полностью и мгновенно покидает цилиндр двигателя. Затем без всякой затраты работы цилиндр мгновенно заполняется новой порцией рабочего тела. Тогда

$$L_{\Sigma} = L_{1234} = m\oint P d\,v = Q_1 - (U_4 - U_1). \quad (6.1)$$

В полном соответствии со вторым законом термодинамики уравнение (6.1) показывает, что даже в идеальном случае располагаемое количество тепла Q_1 не может быть полностью преобразовано в работу. Энергия ($U_4 - U_1$) – это потеря, определенная вторым законом термодинамики, т.е. потеря, имеющая смысл Q_2

$$|Q_2| = U_4 - U_1.$$

Относя расчет к единице массы, получим

$$|q_2| = u_4 - u_1. \quad (6.2)$$

Заметим далее, что

1. По принципу действия ДВС в состояниях вида «1» и «4» рабочее тело имеет одинаковые удельные объемы: $m = idem$ (добавкой топлива пренебрегаем), $v = idem$ и поэтому $v_4 = v_1$.

2. Условие (6.2) удовлетворяется для изохорного процесса.

3. Ничего не изменит предположение о том, что в процессе участвует одна и та же порция рабочего тела.

В связи с изложенным возможно предположение о том, что термодинамически разомкнутый идеальный рабочий процесс поршневого ДВС совершается одной и той же порцией рабочего тела (идеального газа) и условно замыкается изохорным процессом 4 – 1 (рисунок 6.2), на протяжении которого от рабочего тела отводится количество тепла q_2, определенное уравнением (6.2).

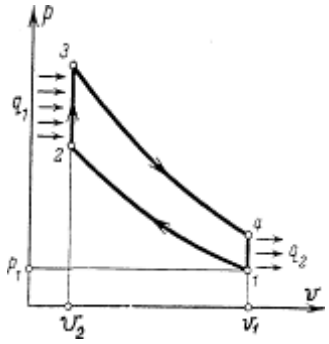


Рисунок 6.2. – Цикл Отто в *P, v* – диаграмме.

Именно таким путем совершается переход от термодинамически разомкнутого идеализированного рабочего процесса поршневого ДВС к круговому процессу, к идеальному циклу с подводом тепла при постоянном объеме. На рисунке 6.3 цикл представлен в *T,s* – диаграмме.

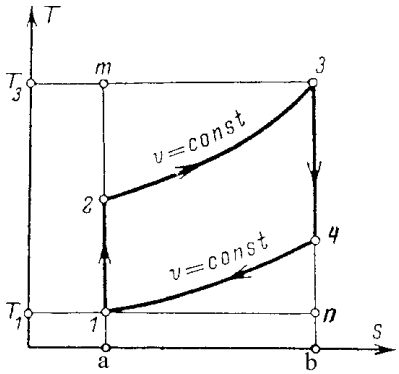


Рисунок 6.3. – Цикл Отто в *T,s* – диаграмме.

При исследовании идеальных циклов ДВС вводятся следующие понятия:

1 Степенью сжатия называют отношение полного объема цилиндра к объему камеры сжатия $\varepsilon = V_1/V_2 = v_1/v_2$.

2 Степенью повышения давления называются отношения вида $\lambda = \frac{P_3}{P_2} = \frac{T_3}{T_2}$.

3 Степенью расширения называют отношение вида $\rho = V_4/V_3 = v_4/v_3$.

Теплоиспользование в идеальном цикле оценивается термическим КПД.

По определению

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

Ограничимся случаем $c_v = const$, тогда

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2),$$

$$|q_2| = c_v(T_4 - T_1).$$

Внося эти результаты в выражение для термического КПД, получим

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \qquad (а)$$

Цикл однозначно определяется заданием начального состояния рабочего тела, свойства которого предполагаются известными в точке 1, а также значениями степени сжатия ε и степени повышения давления λ. Процессы сжатия и расширения считаются адиабатными при $k = const$, а степень расширения ρ оказывается здесь равной степени сжатия ε, так как $v_4 = v_1$ и $v_3 = v_2$. Тогда температуры во всех характерных точках цикла (в точках 2, 3, 4) будут равны:

в точке 2

$$T_2 = T_1\left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^{k-1} = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1},$$

в точке 3

$$T_3 = T_2 \cdot \lambda = T_1\varepsilon^{k-1} \cdot \lambda, \qquad (б)$$

в точке 4

$$T_4 = T_3\left(\frac{\upsilon_3}{\upsilon_4}\right)^{k-1} = \frac{T_3}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \cdot \lambda.$$

Подставляя значения температур T_2, T_3, T_4 в уравнение термического КПД, получим

$$\eta_t^{\upsilon} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \qquad (6.3)$$

Этот результат показывает, что для данного рабочего тела термический КПД идеального цикла с подводом тепла при постоянном объеме зависит лишь от степени сжатия, а именно, возрастает со степенью сжатия (показатель адиабаты $k > 1$).

С увеличением показателя адиабаты k (для различных рабочих тел) термический КПД при той же степени сжатия увеличивается.

Итак, с точки зрения увеличения η_t выгодно увеличивать степень сжатия. Однако практически осуществить сжатие до слишком высоких значений ε, сопровождающегося значительным повышением температуры и давления, не удается по той причине, что по достижении определенного значения ε часто еще до прихода поршня в ВМТ происходит самовоспламенение горючей смеси. Как правило, этот процесс носит детонационный характер и разрушает элементы двигателя. Поэтому степень сжатия в обычных карбюраторных двигателях не превышает 7÷12. Величина степени сжатия зависит от качества топлива, повышаясь с улучшением его антидетонационных свойств, характеризуемых октановым числом.

Тепло q_1, подводимое к рабочему телу в цикле Отто (рисунок 6.3), изображается в *T,s* – диаграмме площадью а-2-3-в-а, а тепло q_2, отводимое от рабочего тела – площадью а-1-4-в-а, тепло $q_ц = q_1 - |q_2|$, превращенное в работу, – площадью 1-2-3-4-1. В *P,v* – диаграмме работа цикла $l_ц$ изображается площадью 1-2-3-4-1 (рисунок 6.2).

6.2.2 Цикл с подводом тепла при постоянном давлении (цикл Дизеля)

Идеальный цикл с подводом тепла при постоянном давлении можно считать результатом идеализации рабочего процесса так называемого компрессорного дизеля – одного из ДВС, работающих на тяжелом топливе (газойль, солярное масло, мазут). Первый двигатель, работающий по этому циклу был создан немецким инженером Р. Дизелем в 1897 г. Первый русский двигатель со сгоранием тяжелого топлива при $P = const$ был построен в 1899 г. на заводе «Русский дизель».

Характерными для двигателей с изобарным сгоранием топлива являются раздельный ввод в цилиндр воздуха и топлива и сжатие в цилиндре не горючей смеси, а только воздуха, что позволяет работать с большими степенями сжатия. Она может быть повышена до $\varepsilon = 16 \div 20$, при этом давление в конце сжатия достигает 30 ÷40 бар, а температура – 600 ÷ 800 ˚С, что значительно, как это и необходимо (для уменьшения периода задержки воспламенения) превышает температуру самовоспламенения тяжелого топлива, подающегося к этому времени (т.е. к концу процесса сжатия) в цилиндр двигателя.

К настоящему времени подача и сгорание тяжелого топлива могут быть организованы различным образом. Например, в быстроходных авиационных дизелях сгорание может протекать с такой большой скоростью, что его вновь можно моделировать изохорой. При этом давление в цилиндре возрастает до 100 – 110 бар. Разумеется, ко времени появления первых двигателей тяжелого топлива подобные давления были бы немыслимы. Поэтому процесс сгорания пневматически распыливаемого топлива строился таким образом, что его можно было моделировать изобарой. В настоящее время компрессорные дизели не строятся.

Идеализация рабочего процесса компрессорного дизеля строится в тех же допущениях, что и в случае ДВС легкого топлива, и приводит к циклу, который называют идеальным циклом с подводом тепла при постоянном давлении. Этот цикл состоит (рисунки 6.4, 6.5) из адиабаты сжатия 1 – 2, изобары 2 – 3 с подводом соответствующего количества тепла q_1, адиабаты расширения 3 – 4 и условной изохоры 4 – 1, вдоль которой от рабочего тела отводится количество тепла q_2.

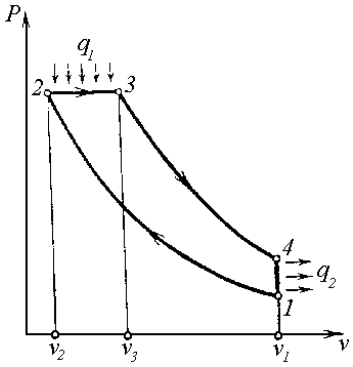


Рисунок 6.4. – Цикл Дизеля в *P,v* – диаграмме.

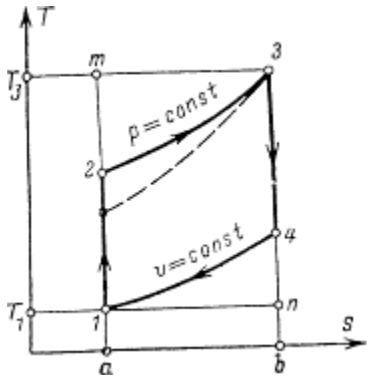


Рисунок 6.5. – Цикл Дизеля *в T,s* – диаграмме.

При описании данного цикла в расчет вводят понятие о степени предварительного расширения $\rho = \frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}$, характеризующей увеличение удельного объема в процессе подвода количества тепла. При этом параметр $\delta = v_4/v_3$ называют степенью последующего расширения (собственно расширения). Очевидно, что общая степень расширения равна степени сжатия, т.е. $\rho\delta = \varepsilon$.

Получим уравнение для η_t данного цикла. По определению

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

При постоянной теплоемкости $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$ и $|q_2| = c_v(T_4 - T_1)$, так что

$$\eta_t^p = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)}.$$

Температуры во всех характерных точках цикла (в точках 2, 3, 4) будут равны

в точке 2

$$T_2 = T_1\left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^{k-1} = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1},$$

в точке 3

$$T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \cdot \rho,$$

в точке 4

$$T_4 = T_3\left(\frac{\upsilon_3}{\upsilon_4}\right)^{k-1} = T_3 \cdot \frac{1}{\delta^{k-1}} = T_3\left(\frac{\rho}{\varepsilon}\right)^{k-1};$$

$$T_4 = T_1 \rho^k.$$

Подставляя значения температур T_2, T_3, T_4 в уравнение термического КПД, получим

$$\eta_t^p = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)}. \qquad (6.4)$$

Как видно, η_t^p идеального цикла с подводом тепла при постоянном давлении зависит не только от ε, но и от ρ. При этом, η_t^p возрастает со степенью сжатия ε, но уменьшается с возрастанием степени предварительного расширения ρ.

Формально это очевидно из того, что с увеличением ρ числитель отношения $\frac{\rho^k - 1}{\rho - 1}$ растет быстрее, чем знаменатель, т.к. показатель адиабаты $k > 1$.

6.2.3 Цикл со смешанным подводом тепла (цикл Тринклера)

Двигатели с изобарным сгоранием топлива имеют ряд недостатков (наличие компрессора для распыления топлива, усложняющего конструкцию и снижающего экономичность двигателя, сложное устройство форсунок и т.п.). Поэтому возникли попытки создать двигатель, работающий без компрессора, с использованием в пределах допустимых давлений наивыгоднейшего с термодинамической точки зрения процесса сгорания при постоянном объеме, т.е. сочетать циклы с подводом тепла при *V = const* и при *P = const*.

В 1904 г. русскому инженеру Г.В. Тринклеру был выдан патент на бескомпрессорный двигатель высокого давления, работающий по циклу со смешанным подводом тепла.

В них распыливание жидкого топлива производится при помощи механических форсунок. Подача топлива к форсункам осуществляется насосом при высоких давлениях, достигающих 300 – 400 бар.

Теоретический цикл двигателя со смешанным подводом тепла имеет форму 123451 (рисунки 6.6, 6.7) и состоит из следующих процессов:

1 – 2 – адиабатное сжатие рабочего тела;

2 – 3 – изохорный подвод тепла;

3 – 4 – изобарный подвод тепла;

4 – 5 – адиабатное расширение рабочего тела;

5-1 – изохорный отвод тепла.

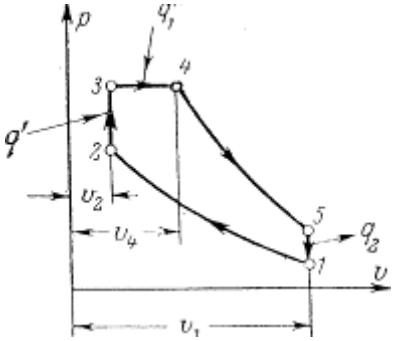


Рисунок 6.6. – Цикл Тринклера в *P,v* – диаграмме.

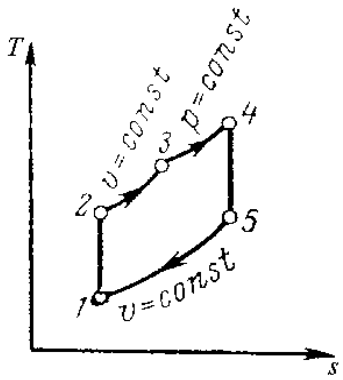


Рисунок 6.7. – Цикл Тринклера в *T,s* – диаграмме.

Полагая теплоемкость постоянной, найдем уравнение для термического КПД цикла Тринклера. По определению

$$\eta_t^T = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1' + q_1''} = $$
$$= 1 - \frac{C_v(T_5 - T_1)}{C_v(T_3 - T_2) + C_p(T_4 - T_3)}$$
$$= 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)}.$$

Температуры во всех характерных точках цикла (в точках 2, 3, 4, 5) будут равны

в точке 2

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

в точке 3

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

в точке 4

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

в точке 5

$$T_5 = T_1\rho^k\lambda.$$

В этих формулах, как и ранее, $\varepsilon = v_1/v_2$ – степень сжатия; $\lambda = P_3/P_2$ – степень повышения давления; $\rho = v_4/v_3$ – степень предварительного расширения; $\delta = v_5/v_4$ – степень последующего расширения.

Подставляя значения температур T_2, T_3, T_4, T_5 в уравнение термического КПД, получим

$$\eta_t^T = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda\rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (6.5)$$

Из формулы (6.5) следует, что термический КПД цикла Тринклера, как и циклов Отто и Дизеля, возрастает с увеличением степени сжатия ε и, кроме того, зависит от степени повышения давления λ и от степени предварительного расширения ρ, увеличиваясь с ростом λ и с падением ρ. Это объясняется тем, что в обоих случаях растет доля располагаемого количества тепла, подводимого наивыгоднейшим (при данной степени сжатия) образом, а именно, по изохоре. Цикл Тринклера называют еще обобщенным циклом ДВС. В самом деле, при ρ = 1 смешанный цикл переходит в цикл Отто, а при λ = 1 – в цикл Дизеля. При этом уравнение (6.5) переходит соответственно в уравнение (6.3) или (6.4).

6.3 Идеальные циклы газотурбинных установок

Газотурбинные установки (ГТУ) отличаются от поршневых двигателей внутреннего сгорания тем, что полезная работа производится в них за счет кинетической энергии движущегося с большой скоростью газа. Рабочим телом в этих установках служат продукты сгорания, образующиеся при сжигании топлива в специальных камерах под давлением.

Газотурбинные установки обладают по сравнению с поршневыми двигателями рядом технико-экономических преимуществ, а именно:

а) меньшим весом и малыми габаритами установки при большой мощности;

б) отсутствием кривошипного – шатунного механизма;

в) равномерностью хода и возможностью непосредственного соединения с потребителями работы – электрическими генераторами, центробежными компрессорами и т.д.;

г) простотой обслуживания;

д) осуществлением цикла с полным расширением и тем самым с большим термическим КПД;

е) возможностью применения дешевых сортов топлива (керосин).

Эти преимущества ГТУ способствовали их распространению во многих областях техники: для локомотивов, судов и особенно в авиации.

Конструкция первой газовой турбины была разработана инженером-механиком русского флота П.Д. Кузьминским в 1897 г. Она предназначалась для небольшого катера. Отличительной особенностью этой турбины являлась ее работа с водяным паром, который впрыскивался в камеру сгорания для понижения температуры газов перед турбиной.

Широкое распространение ГТУ стало возможным лишь после решения двух основных проблем: создания газового компрессора с высоким КПД (турбокомпрессора) и получения новых жаропрочных сплавов металла, способных длительно работать при температурах 650 – 750 ˚С и выше.

В основе работы ГТУ лежат идеальные циклы, состоящие из простейших термодинамических процессов. ГТУ могут работать со сгоранием топлива при постоянном давлении и при постоянном объеме. Соответствующие им идеальные циклы делят на циклы с подводом тепла при постоянном давлении и при постоянном объеме. Наибольшее практическое применение получил цикл с подводом тепла при $P = const$.

6.3.1 Принципиальная схема и идеальный цикл газотурбинной установки с подводом тепла при постоянном давлении

Принципиальная схема газотурбинной установки со сгоранием при постоянном давлении представлена на рисунке 6.8.

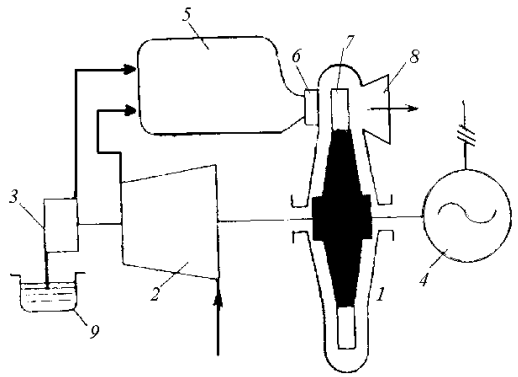


Рисунок 6.8. – Схема ГТУ со сгоранием при постоянном давлении.

На общем валу находится газовая турбина 1, компрессор 2, топливный насос 3 и потребитель энергии 4 (на рисунке 6.8 он изображен как электрогенератор трехфазного переменного тока). Компрессор засасывает атмосферный воздух, сжимает его до требуемого давления и направляет в камеру сгорания 5. Туда же топливным насосом подается топливо из бака 9, которое может быть как жидким, так и газообразным. В последнем случае вместо насоса применяется газовый компрессор.

Сгорание топлива происходит в камере сгорания при $P = const$. Продукты сгорания, расширившись в соплах 6 газовой турбины, попадают на лопатки 7 турбины, производят там работу за счет своей кинетической энергии и затем выбрасываются в атмосферу через выпускной патрубок 8. Давление отработавших газов несколько превышает атмосферное. До 40 – 50 % мощности генерируемой турбиной потребляется компрессором.

Идеализированный цикл рассматриваемой газотурбинной установки изображен на рисунках 6.9, 6.10.

Сжатие рабочего тела в компрессоре моделируется адиабатой 1 – 2. Горение топлива в камере сгорания организуется таким образом, что его можно моделировать изобарой 2 – 3, вдоль которой к

остающемуся химически неизменным рабочему телу подводится соответствующее количество тепла q_1. Расширение рабочего тела в газовой турбине моделируется адиабатой 3 – 4. Изложенное приводит к идеализированному рабочему процессу 1234 рассматриваемой ГТУ.

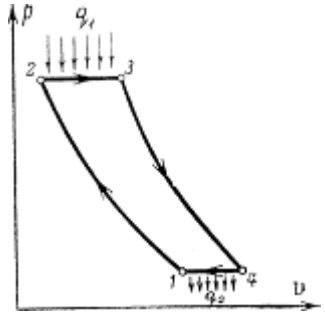


Рисунок 6.9. – Цикл ГТУ с подводом тепла при *P = const* в *P,v* – диаграмме.

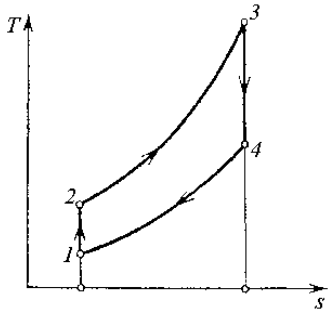


Рисунок 6.10. – Цикл ГТУ с подводом тепла при *P = const* в *T,s* – диаграмме.

Процесс 1234 разомкнут, так как рабочее тело непрерывно обменивается. В случае ГТУ этот процесс может быть условно замкнут изобатой вида 4 – 1, вдоль которой от рабочего тела отводится количество тепла q_2.

В качестве определяющих параметров идеального цикла принимаются степень повышения давления при адиабатном сжатии $\sigma = P_2/P_1$ и степень предварительного расширения $\rho = v_3/v_2$.

Основным термодинамическим показателем эффективности цикла является его термический КПД

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

Если считать рабочее тело идеальным газом с постоянной теплоемкостью, то количество подводимого тепла определяется по формуле

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2),$$

а количество отводимого тепла – по формуле

$$|q_2| = c_p (T_4 - T_1).$$

Тогда, термический КПД цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Его обычно выражают как функцию степени повышения давления σ. Для адиабаты 1 – 2 имеем:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \sigma^{\frac{k-1}{k}},$$

откуда

$$T_2 = T_1 \sigma^{\frac{k-1}{k}}.$$

Для изобары 2 – 3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho,$$

откуда

$$T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \sigma^{k-1} \rho.$$

Для адиабаты 3 – 4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 1/\sigma^{\frac{k-1}{k}},$$

откуда

$$T_4 = T_3 / \sigma^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \rho.$$

Подставляя полученные значения температур T_2, T_3 и T_4 в уравнение термического КПД, получим

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\sigma^{\frac{k-1}{k}}}. \qquad (6.6)$$

Термический КПД ГТУ с подводом тепла при постоянном давлении зависит от степени повышения давления σ и показателя адиабаты *k*, возрастая с увеличением этих величин.

С учетом зависимости

$$\sigma = \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^k = \varepsilon^k$$

получим

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \qquad (6.7)$$

Следовательно, для одного и того же рабочего тела повышение степени сжатия всегда приводит к росту η_t.

6.3.2 Цикл газотурбинной установи с подводом тепла при постоянном давлении с регенерацией тепла

Одной из мер повышения термического КПД ГТУ является применение регенерации тепла. Регенерация тепла заключается в использовании тепла отработавших газов для подогрева воздуха, поступающего в камеру сгорания. Схема газотурбинной установки со сгоранием при *P* = *const* с регенерацией тепла представлена на рисунке 6.11.

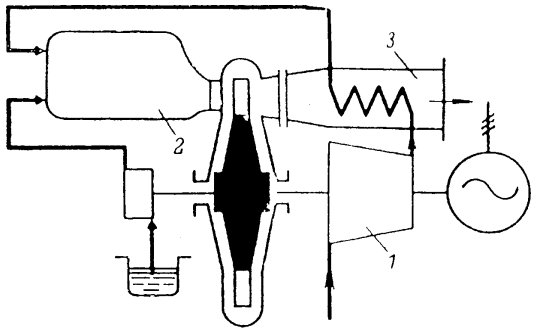


Рисунок 6.11. – Схема ГТУ со сгоранием при постоянном давлении и с регенерацией тепла.

Отличие газотурбинной установки с регенерацией тепла от установки без регенерации состоит в том, что сжатый воздух поступает из компрессора 1 не сразу в камеру сгорания 2, а предварительно проходит через воздушный регенератор – теплообменник 3, в котором он подогревается за счет тепла отработавших газов. Соответственно газы, выходящие из турбины, перед выходом их в атмосферу проходят через воздушный регенератор, где они охлаждаются, подогревая сжатый воздух. Таким образом, определенная часть тепла, ранее уносившаяся отработавшими газами в атмосферу, теперь полезно используется.

Цикл газотурбинной установки с регенерацией и с изобарным подводом тепла в *P,v* – и *T,s* – диаграммах изображен на рисунках 6.12, 6.13.

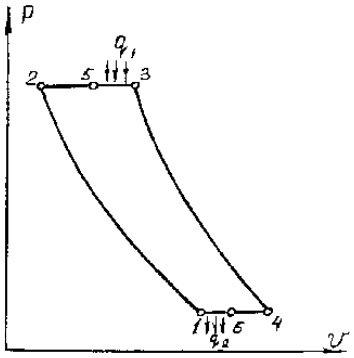


Рисунок 6.12. – Цикла ГТУ с подводом тепла при *P* = *const* и с регенерацией в *P,v* – диаграмме.

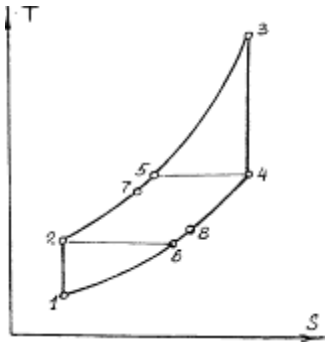


Рисунок 6.13. – Цикла ГТУ с подводом тепла при *P* = *const* и с регенерацией в *T,s* – диаграмме.

Рассматриваемый цикл состоит из адиабатного процесса сжатия воздуха в компрессоре 1 – 2, процесса 2 – 5, пред-

ставляющего собой изобарный подогрев воздуха в регенераторе, изобарного процесса 5 – 3, соответствующего подводу тепла в камере сгорания за счет сгорания топлива, процесса адиабатного расширении газов 3 – 4 в турбине, изобарного охлаждения выхлопных газов в регенераторе 4 – 6 и, наконец, условного замыкающего цикл изобарного процесса 6 – 1, при этом тепло передается окружающей среде.

Если предположить, что охлаждение газов в регенераторе происходит до температуры воздуха, поступающего в него, т.е. от T_4 до $T_6 = T_2$, а сжатый воздух будет нагрет в регенераторе до температуры газов, т.е. от T_2 до $T_5 = T_4$, то регенерация будет полная.

Количество тепла, подводимое к рабочему телу в изобарном процессе 5 – 3:

$$q_1 = c_p (T_3 - T_5) = c_p (T_3 - T_4),$$

а отводимое в изобарном процессе 6 – 1:

$$|q_2| = c_p (T_6 - T_1) = c_p (T_2 - T_1).$$

Подставляя q_1 и $|q_2|$ в общее соотношение

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1},$$

получим

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4}.$$

Температуры в основных точках цикла (смотри 6.3.1):

$$T_2 = T_1 \sigma^{\frac{k-1}{k}}, \quad T_3 = T_1 \sigma^{\frac{k-1}{k}} \rho, \quad T_4 = T_1 \rho.$$

Тогда

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{1}{\rho} = 1 - \frac{T_1}{T_4}. \qquad (6.8)$$

Термический КПД цикла ГТУ с подводом тепла при $P = const$ и полной регенерацией зависит от начальной температуры T_1 и температуры в конце адиабатного расширения T_4.

Практически полную регенерацию осуществить нельзя. Нагреваемый в регенераторе воздух будет иметь температуру T_7, несколько меньшую T_5, а охлаждаемые газы – температуру T_8, более высокую, чем T_6 (рисунок 6.13). Поэтому η_t цикла будет зависеть от степени регенерации.

Степенью регенерации «*r*» назовем отношение количества тепла, полученного сжатым воздухом в регенераторе, к тому количеству тепла, которое он мог бы получить, будучи нагрет от T_2 до $T_5 = T_4$ на выходе из газовой турбины.

$$r = \frac{T_7 - T_2}{T_5 - T_2}. \qquad (6.9)$$

Термический КПД цикла ГТУ с неполной регенерацией, т.е. при $r < 1$, определяется следующим образом

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1 - r(T_5 - T_2)}{T_3 - T_2 - r(T_5 - T_2)}. \qquad (6.10)$$

Величина степени регенерации зависит от конструкции теплообменника.

6.4 Идеальные циклы паросиловых установок

В современной теплоэнергетике в основном используются паросиловые 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.

6.4.1 Цикл Карно с влажным паром в качестве рабочего тела

Использование рабочего тела, изменяющего свое агрегатное состояние, позволяет осуществить на практике цикл Карно.

Схема паросиловой установки (ПСУ), в которой осуществляется цикл Карно с влажным паром в качестве рабочего тела, представлена на рисунке 6.14. В паровой котел 1 поступает влажный водяной пар малой степени сухости «x». За счет сгорания в топке котла топлива (мазут, уголь, природный газ и др.) к влажному пару подводится тепло, и степень сухости пара повышается до значений X, близких к единице. Процесс подвода тепла в котле происходит при постоянном давлении P_1 и при постоянной температуре T_1.

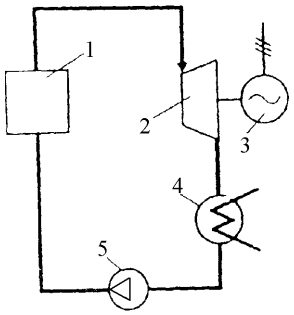


Рисунок 6.14. – Схема ПСУ, работающей по циклу Карно.

Из котла пар поступает в паровую турбину 2. При расширении в соплах турбины поток пара приобретает значительную кинетическую энергию. На лопатках рабочего колеса турбины эта энергия превращается в механическую энергию вращения рабочего колеса и затем в электроэнергию с помощью электрогенератора 3, вращаемого турбиной.

На выходе из турбины влажный пар имеет давление P_2 и соответствующую этому давлению температуру T_2. Далее пар поступает в конденсатор 4 – теплообменник, в котором с помощью охлаждающей воды от пара отводится тепло, он конденсируется и, следовательно, степень сухости пара уменьшается. Процесс отвода тепла от пара в конденсаторе осуществляется при постоянном давлении.

После конденсатора влажный пар поступает в компрессор 5, в котором он адиабатно сжимается до давления P_1. Затем влажный пар вновь поступает в котел, и цикл замыкается.

Описанный цикл изображен в P,v– и T,s – диаграммах на рисунках 6.15, 6.16.

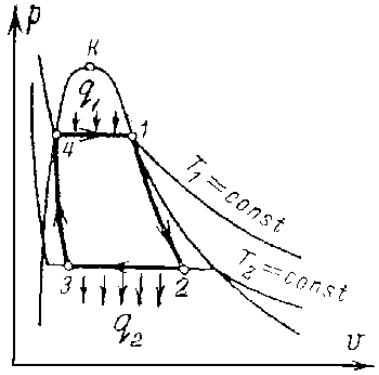


Рисунок 6.15. – Цикл Карно с влажным паром в P,v – диаграмме.

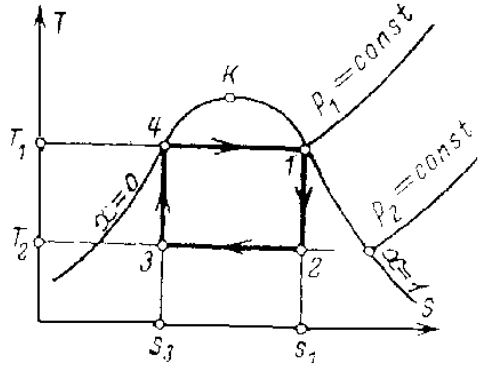


Рисунок 6.16. – Цикл Карно с влажным паром в T,s – диаграмме.

Подвод тепла q_1 к пару в котле осуществляется по изобаре-изотерме 4 – 1, процесс расширения в паровой турбине – по адиабате 1 – 2, отвод тепла q_2 в конденсаторе – по изобаре – изотерме 2 – 3, сжатие пара в компрессоре – по адиабате 3 – 4. При расширении по адиабате от состояния вблизи верхней пограничной кривой степень сухости пара уменьшается. Отвод тепла в конденсаторе должен осуществляться до тех пор, пока влажный пар не достигнет состояния, которое определяется следующим условием: при сжатии по адиабате от состояния 3 с давлением P_2 до давления P_1 конечное состояние рабочего тела не должно оказаться за пределами области насыщения.

Термический КПД обратимого цикла Карно, осуществляемого с влажным паром в качестве рабочего тела, как

и цикла Карно с любым другим рабочим телом, определяется уравнением:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Величина термического КПД оказывается в этом случае весьма значительной. 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 со взвешенными в нем капельками воды, условия работы проточных частей турбины и компрессоров оказывается тяжелыми, течение оказывается газодинамически несовершенным и внутренний относительный КПД этих машин снижается.

Важно и то, что компрессор для сжатия влажного пара представляет собой весьма громоздкое, неудобное в эксплуатации устройство, на привод которого затрачивается чрезмерно большая энергия.

По этим причинам цикл Карно с влажным паром в качестве рабочего тела не нашел практического применения.

6.4.2 Цикл Ренкина

Перечисленные выше недостатки, присущие паровой установке, в которой осуществляется цикл Карно с влажным паром в качестве рабочего тела, могут быть частично устранены, если отвод тепла от влажного пара в конденсаторе производить до тех пор, пока весь пар полностью не сконденсируется. В этом случае сжатию от давления P_2 до давления P_1 подлежит не влажный пар, а вода, сжимаемость которой пренебрежимо мала. Для перемещения воды из конденсатора в котел с одновременным повышением ее давления применяются не компрессоры, а насосы, компактные и простые по устройству, потребляющие весьма мало энергии для своего привода. Например, при адиабатном сжатии воды в насосе от 1 до 30 бар затраченная работа в 165 раз меньше адиабатной работы сжатия водяного пара в компрессоре.

Вследствие преимуществ полной конденсации влажного пара в паросиловых установках применяется цикл с полной конденсацией, называемый циклом Ренкина, предложенный в 50-х годах прошлого века почти одновременно шотландским инженером и физиком У. Ренкиным и Р. Клиузиусом. Схема паровой установки с циклом Ренкина аналогична схеме установки, изображенной на рисунке 6.14, с той лишь разницей, что в случае цикла Ренкина на этой схеме 5 не компрессор влажного пара, а водяной насос.

Цикл Ренкина в *T,s* – диаграмме изображен на рисунке 6.17. Влажный пар в конденсаторе полностью конденсируется по изобаре $P_2 = const$ (точка 3 на рисунке 6.17). Затем вода сжимается насосом от давления P_2 до давления P_1; этот адиабатный процесс изображен в *T,s* – диаграмме вертикальным отрезком 3 – 5. Длина отрезка 3 – 5 в *T,s* – диаграмме мала, т.к. при изоэнтропном сжатии воды ее температура возрастает незначительно, практически точки 3 и 5 сливаются и процесс изобарного подогрева воды в котле ($P_1 = const$) 5 – 4 сливается с нижней пограничной кривой. По достижении температуры кипения происходит изобарно-изотермический процесс парообразования (участок 4 – 1 на рисунке 6.17). Сухой насыщенный пар, полученный в котле, поступает в турбину; процесс расширения в турбине изображается адиабатой 1 – 2. Отработавший влажный пар поступает в конденсатор, и цикл замыкается.

С точки зрения термического КПД цикл Ренкина представляется менее выгодным, чем обратимый цикл Карно. Однако с учетом реальных условий осуществления цикла экономичность цикла Ренкина выше экономичности соответствующего цикла Карно с влажным паром

в качестве рабочего тела. Вместе с тем замена громоздкого компрессора, потребляющего значительную работу, компактным водяным насосом позволяет существенно снизить затраты на сооружение паросиловой установки и упростить ее эксплуатацию.

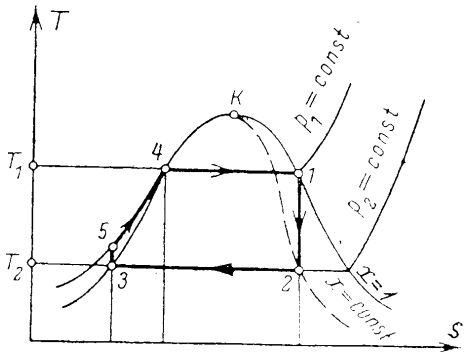


Рисунок 6.17. – Цикл Ренкина в *T,s* – диаграмме.

Для того чтобы увеличить термический КПД цикла Ренкина, применяют так называемый *перегрев пара* в специальном элементе котла – *пароперегревателе* ПП (рисунок 6.18), где пар нагревается до температуры, превышающей температуру насыщения при данном давлении P_1. Цикл Ренкина с перегретым паром изображен на *P,v* – (рисунок 6.19) и *T,s* – (рисунок 6.20) диаграммах. Процесс перегрева пара, отличающий рассматриваемый цикл от цикла с насыщенным паром, происходит при постоянном давлении и изображается на обеих диаграммах отрезками 6 – 1 изобары $P_1 = const$. В этом случае средняя температура подвода тепла увеличивается по сравнению с температурой подвода тепла в цикле без перегрева, и, следовательно, термический КПД цикла возрастает.

Цикл Ренкина с перегревом пара является основным циклом паросиловых установок, применяемых в современной теплоэнергетике.

Термический КПД паросиловой установки определяется из общего уравнения

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

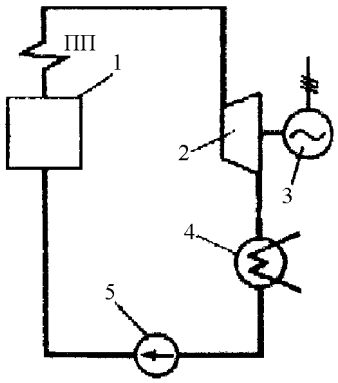


Рисунок 6.18. – Схема ПСУ с перегревом пара.

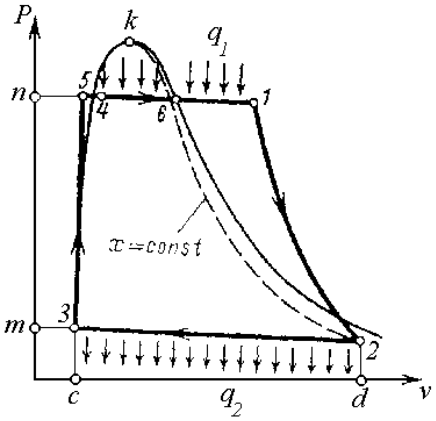


Рисунок 6.19. – Цикл Ренкина с перегревом пара в *P,v* – диаграмме.

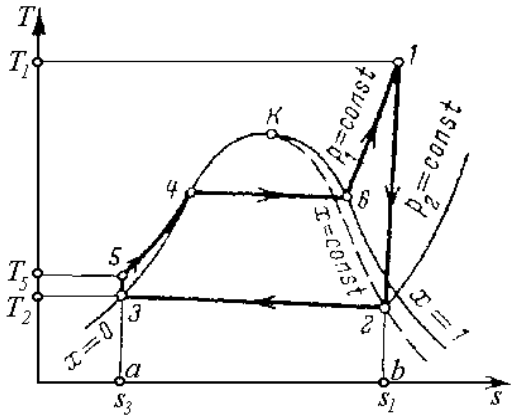


Рисунок 6.20. – Цикл Ренкина с перегревом пара в *T,s* – диаграмме.

Поскольку процессы подвода и отвода тепла в цикле Ренкина осуществляются по изобарам, а в изобарном процессе количество подведенного (отведенного) тепла равно разности энтальпий рабочего тела в начале и в конце процесса, то применительно к циклу Ренкина можно записать:

$$q_1 = h_1 - h_5$$

и

$$|q_2| = h_2 - h_3$$

(индексы у величин h соответствуют обозначениям состояний рабочего тела на рисунках 6.19, 6.20).

Если пренебречь величиной работы насоса $h_5 - h_3$ вследствие ее малости по сравнению с распогаемым перепадом энтальпий, срабатываемым в турбине, $h_1 - h_2$, т.е. считать, что $h_3 \approx h_5$, то η_t определяется выражением:

$$\eta_t \approx \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3}. \qquad (6.11)$$

Здесь h_1 – энтальпия перегретого пара на выходе из котла (при давлении P_1 и температуре T_1), h_2 – энтальпия влажного пара на выходе из турбины, т.е. на входе в конденсатор (при давлении P_2 и степени сухости X_2), а h_3 – энтальпия воды на выходе из конденсатора (она равна энтальпии воды на линии насыщения h' при температуре насыщения T_2, однозначно определяемой давлением P_2).

Уравнение 6.11 позволяет с помощью h,s – диаграммы или таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара определить величину термического КПД цикла Ренкина по известным значениям начальных параметров пара (т.е. параметров пара на входе в турбину) P_1 и T_1 и давления пара в конденсаторе P_2.

6.4.3 Цикл паросиловой установки с промежуточным перегревом пара

Одним из путей снижения конечной влажности пара является применение промежуточного перегрева пара. Схема паросиловой установки с промежуточным перегревом пара (или, как иногда говорят, со вторичным перегревом) представлена на рисунке 6.21. На рисунке 6.22 представлен цикл со вторичным перегревом в координатах T,s. Пар из перегревателя 1 с температурой T_1 и давлением P_1 поступает в начальную часть турбины 2 (ступень высокого давления), где в процессе 1 – 7 адиабатно расширятся до некоторого давления P_1'. После этого пар в промежуточном перегревателе 3 нагревается при постоянном давлении P_1' до температуры t_8 (процесс 7 – 8). Далее пар поступает во вторую ступень турбины 4 (ступень низкого давления), где происходит адиабатное расширение 8 – 9 до конечного давления P_2 в конденсаторе 5. Этот цикл можно представить себе состоящим из двух отдельных циклов – обычного цикла Ренкина (основного) 5-4-6-1-2-3-5 и дополнительного 2-7-8-9-2. При этом формально можно считать, что работа, произведенная на участке 7 – 2 адиабаты расширения в основном цикле, затрачивается на адиабатное сжатие рабочего тела на участке 2 – 7 дополнительного цикла.

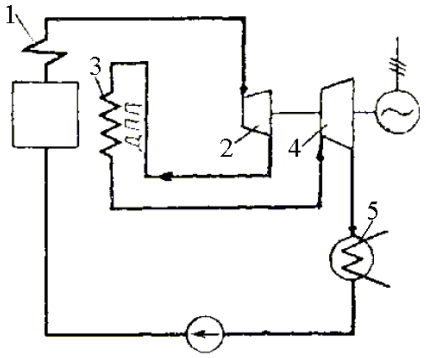


Рисунок 6.21. – Схема ПСУ с промежуточным перегревом пара.

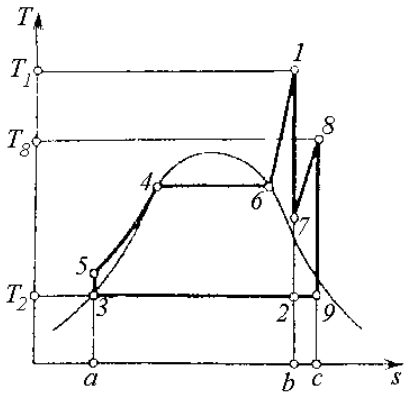


Рисунок 6.22. – Цикл ПСУ с промежуточным перегревом пар в T,s – диаграмме.

Выражение для термического КПД цикла с промежуточным перегревом без учета работы насоса можно представить в следующем виде:

$$\eta_t^{пр.п.} = \frac{(h_1 - h_7) + (h_8 - h_9)}{(h_1 - h_3) + (h_8 - h_7)}, \quad (6.12)$$

где $h_1 - h_7$ – работа, совершенная при расширении пара в ступени высокого давления;
$h_8 - h_9$ – работа, совершенная при расширении пара в ступени низкого давления;
$h_1 - h_3$ – количество тепла, подведенное в процессах 5 – 4, 4 – 6, 6 – 1 основного цикла;
$h_8 - h_7$ – количество тепла, подведенное при вторичном перегреве в процессе 7 – 8.

Промежуточный перегрев пара, который в свое время вошел в энергетику главным образом как средство борьбы с высокой влажностью пара в последних ступенях турбины, является средством повышения термического КПД цикла. В современных паросиловых установках обычно применяется не только однократный, но и двухкратный промежуточный перегрев пара.

6.4.4 Регенеративный цикл

Цикл, в котором питательная вода, поступающая в котлоагрегат, нагревается паром, частично отбираемым при его расширении из турбины, называется *регенеративным*. Такой способ подогрева питательный воды дает возможность увеличить среднюю температуру подвода тепла в цикле и тем самым повысить его термический КПД.

Если в паросиловой установке осуществляется цикл Ренкина без перегрева пара, то в случае осуществления полной регенерации термический КПД такого цикла Ренкина будет равен термическому КПД цикла Карно. На рисунке 6.23 изображен в *T,s* – диаграмме цикл Ренкина с полной регенерацией во влажном паре.

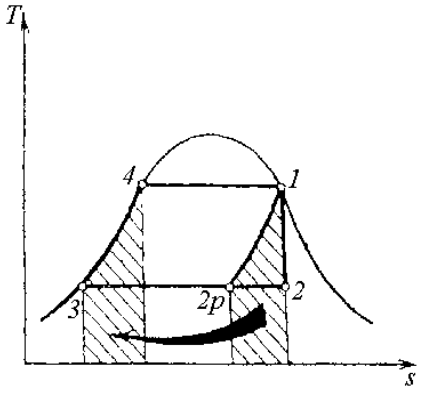


Рисунок 6.23. – Регенеративный цикл Ренкина без перегрева пара в *T,s* – диаграмме.

Термический КПД цикла Ренкина с перегревом пара даже в случае предельной регенерации будет меньше термического КПД соответственного цикла Карно; это следует из в *T,s* – диаграммы, приведенной на рисунке 6.24. Однако, при этом термический КПД цикла Ренкина заметно возрастает (по сравнению с циклом без регенерации).

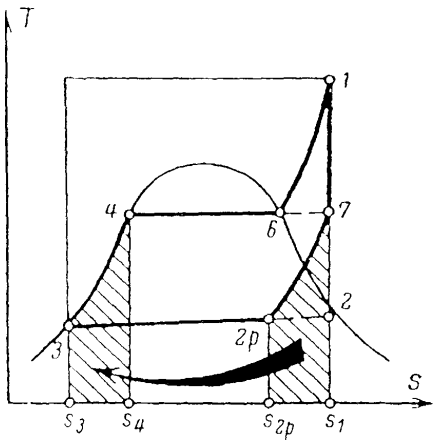


Рисунок 6.24. – Регенеративный цикл Ренкина с перегревом пара в *T,s* – диаграмме.

Из *T,s* – диаграммы на рисунке 6.24 следует, что термический КПД цикла Ренкина с предельной регенерацией определяется выражением:

$$\eta_t^{рег} = l - \frac{T_2(S_{2p} - S_3)}{h_1 - h_4}. \quad (6.13)$$

В реальных паросиловых циклах регенерация осуществляется с помощью регенеративных поверхностных или смешивающих теплообменников, в каждый из которых поступает пар из промежуточных ступеней турбины (так называемый регенеративный отбор). Пар конденсируется в регенеративных теплообменниках, нагревая питательную воду, поступающую в котел. Конденсат греющего пара также поступает в котел или смешивается с основным потоком питательной воды.

6.4.5 Теплофикационный цикл

В паросиловой установке лишь незначительная доля (30 – 40%) тепла, выделяющегося при сгорании топлива преобразуется в полезную работу. Наибольшая часть тепла передается воде, охлаждающей конденсатор при температурах, незначительно превышающих (на 10 –15˚) атмосферную, и поэтому бесполезно теряется.

С другой стороны, для бытовых и технологических нужд наряду с электроэнергией требуется тепло сравнительно невысоких температур (80–100˚). Источником этого тепла может служить пар после расширения его в турбине или охлаждающая конденсатор вода при условии, что давление, до которого производится расширение пара в турбине, будет повышено. В этом случае тепло сжигаемого топлива будет использоваться для получения как полезной работы, так и требующегося тепла низкой температуры.

Одновременная выработка в одной и той же паросиловой установке электрической энергии и тепла низкой температуры является значительно более выгодной по сравнению с раздельной выработкой электрической энергии и тепла.

Комбинированная выработка на тепловых электрических станциях электрической энергии и тепла для технологических и бытовых нужд на базе централизованного теплоснабжения называется *теплофикацией*. Теплофикация является одним из важнейших методов экономии топлива.

На рисунке 6.25 приведена принципиальная схема простейшей теплофикационной установки с противодавлением, состоящей из котла 1 с пароперегревателем 2, турбины 3 с находящимся с ней на одном валу электрогенератором 4, потребителя тепла 5 и насоса 6.

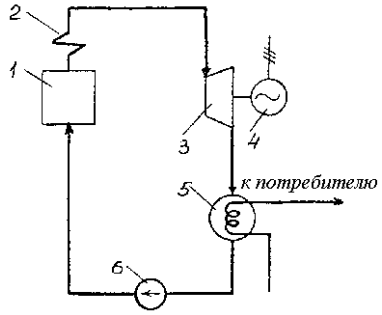


Рисунок 6.25. – Схема теплофикационной ПСУ.

На рисунке 6.26 изображен теоретический цикл этой теплофикационной установки в координатах *T,s*. В этой диаграмме тепло, превращенное в работу за цикл, как обычно, изображается площадью 1-2-3-5-4-6-1, а площадь а-3-2-в-а представляет собой тепло q_2, отданное внешнему потребителю.

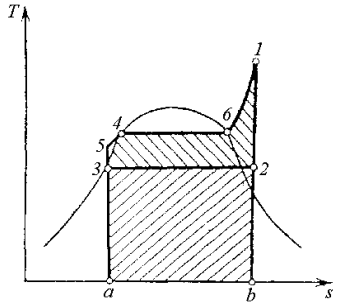


Рисунок 6.26. – Цикл теплофикационной ПСУ в *T,s* – диаграмме.

Тепловые электростанции, осуществляющие комбинированную выработку электроэнергии и тепла, называются теплоэлектроцентралями (ТЭЦ) в отличие от чисто конденсационных электростанций (КЭС), производящих только электроэнергию.

Примеры решения типовых задач

Задача 6.1

Дано:

$P_1 = 0{,}1$ МПа $= 0{,}1 \cdot 10^6$ Па

$t_1 = 20$ ˚С

$\varepsilon = 3{,}6$

$\lambda = 3{,}33$

$k = 1{,}4$

$\mu c_v = 20{,}93$ кДж/(кмоль·К)

$\mu_в = 29$ кг/кмоль

$R_в = 287$ Дж/(кг·К)

$P, v, T, l_ц, \eta_t, q_1, q_2 - ?$

Для идеального цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом тепла при v = const (рисунок 6.2) определить параметры в характерных точках, полученную работу, термический КПД, количество подведенной и отведенной теплоты, если дано: P_1 = 0,1 МПа; t_1 = 20 ˚С; $\varepsilon = 3{,}6$; $\lambda = 3{,}33$; $k = 1{,}4$.

Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

Решение:

Точка 1.

$$P_1 = 0{,}1 \text{ МПа}; \; t_1 = 20 \text{ ˚С}.$$

Определяем удельный объем:

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{287 \cdot (20 + 273)}{0{,}1 \cdot 10^6} = 0{,}84 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

Так как степень сжатия $\varepsilon = v_1 / v_2 = 3{,}6$; то

$$v_2 = v_1/\varepsilon = \frac{0{,}84}{3{,}6} = 0{,}233 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температура в конце адиабатного сжатия определяется из соотношения:

$$T_2 = T_1\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = (20 + 273) \cdot 3{,}6^{1{,}4-1} = 489 \text{ К};$$

$$t_2 = T_2 - 273 = 216 \text{ ˚С}.$$

Давление в конце адиабатного сжатия

$$P_2 = \frac{RT_2}{v_2} = \frac{287 \cdot 489}{0{,}233 \cdot 10^6} = 0{,}6 \text{ МПа}.$$

Точка 3.

Из соотношения параметров в изохорном процессе (линия 2 – 3) получаем:

$$\frac{P_3}{P_2} = \frac{T_3}{T_2} = \lambda = 3{,}33.$$

Следовательно,

$$P_3 = P_2 \cdot \lambda = 0{,}6 \cdot 3{,}33 = 2 \text{ МПа};$$

$$T_3 = T_2 \cdot \lambda = 489 \cdot 3{,}33 = 1628 \text{ К}; \; t_3 = 1355 \text{ ˚С}.$$

Точка 4.

Удельный объем $v_4 = v_1 = 0{,}84$ м^3/ кг.

Температура в конце адиабатного расширения:

$$T_4 = T_3\left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = T_3\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = 1628\frac{1}{3{,}6^{1{,}4-1}} = 976 \text{ К}.$$

Давление в конце адиабатного расширения определяется из соотношения параметров в изохорном процессе (линия 4 –1):

$$P_4 = P_1 \frac{T_4}{T_1} = 0{,}1\frac{976}{293} = 0{,}33 \text{ МПа.}$$

Количество подведенной теплоты

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2) = \frac{20{,}93}{29}(1628 - 489) = 822 \text{ кДж/кг.}$$

Количество отведенной теплоты

$$|q_2| = c_v(T_4 - T_1) = \frac{20{,}93}{29}(976 - 293) = 493 \text{ кДж/ кг.}$$

Термический КПД находим по формуле

$$\eta_t = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = \frac{822 - 493}{822} = 0{,}4 = 40\,\%$$

или по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{3{,}6^{1{,}4-1}} = 0{,}4 = 40\,\%.$$

Работа цикла

$$l_ц = q_1 - |q_2| = 822 - 493 = 329 \text{ кДж/кг.}$$

Задача 6.2

Дано:

$P_1 = 0{,}1$ МПа = $0{,}1 \cdot 10^6$ Па

$t_1 = 20$ °С

$\varepsilon = 12{,}7$

$k = 1{,}4$

$\mu c_v = 20{,}93$ кДж/(кмоль·К)

$\mu c_p = 29{,}31$ кДж/(кмоль·К)

$\mu_в = 29$ кг/кмоль

$R_в = 287$ Дж/(кг·К)

$P, v, T, l_ц, \eta_t, q_1, q_2 - ?$

Для цикла с подводом тепла при $P = const$ (рисунок 6.4) найти параметры в характерных точках, полезную работу, термический КПД, количество подведенной и отведенной теплоты, если дано: $P_1 = 0{,}1$ МПа; $t_1 = 20$ °С; $\varepsilon = 12{,}7$; $k = 1{,}4$.

Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

Решение:

Расчет ведем для 1 кг воздуха.

Точка 1.

$$P_1 = 0{,}1 \text{ МПа; } t_1 = 20 \text{ °С.}$$

Удельный объем определяем из уравнения состояния:

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{287 \cdot (20 + 273)}{0{,}1 \cdot 10^6} = 0{,}84 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Точка 2.

Так как степень сжатия $\varepsilon = v_1 / v_2 = 12{,}7$; то

$$v_2 = v_1/\varepsilon = \frac{0{,}84}{12{,}7} = 0{,}0661 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Температура в конце адиабатного сжатия:

$$T_2 = T_1\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = (20 + 273) \cdot 12{,}7^{1{,}4-1} = 809 \text{ К;}$$

$$t_2 = T_2 - 273 = 809 - 273 = 536 \text{ °С.}$$

Давление в конце адиабатного сжатия

$$P_2 = \frac{RT_2}{v_2} = \frac{287 \cdot 809}{0{,}0661 \cdot 10^6} = 3{,}51 \text{ МПа}.$$

Точка 3.

Из соотношения параметров в изобарном процессе (линия 2 – 3) получаем:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho = 2,$$

отсюда

$$v_3 = v_2 \cdot \rho = 0{,}0661 \cdot 2 = 0{,}1322 \text{ МПа};$$
$$T_3 = T_2 \cdot \rho = 809 \cdot 2 = 1618 \text{ К}; \; t_3 = 1345 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Точка 4.

$$v_4 = v_1 = 0{,}84 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление в конце адиабатного расширения:

$$\frac{P_3}{P_4} = \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^k = \left(\frac{v_1}{v_3}\right)^k,$$

отсюда

$$P_4 = P_3\left(\frac{v_3}{v_1}\right)^k = 3{,}51\left(\frac{0{,}1322}{0{,}84}\right)^{1{,}4} = 0{,}264 \text{ МПа}.$$

Температуру в конце адиабатного сжатия определяется из соотношения параметров в изохорном процессе (линия 4 –1):

$$T_4 = T_1 \frac{P_4}{P_1} = 293 \frac{0{,}264}{0{,}1} = 773 \text{ К};$$
$$t_4 = 773 - 273 = 500 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Количество подведенной теплоты

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2) = \frac{29{,}31}{29}(1618 - 809) = 817 \text{ кДж/кг}.$$

Количество отведенной теплоты

$$|q_2| = c_v(T_4 - T_1) = \frac{20{,}93}{29}(773 - 293) = 346 \text{ кДж/кг}.$$

Термический КПД находим по формуле

$$\eta_t = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = \frac{817 - 346}{817} = 0{,}576 = 57{,}6\,\%.$$

Работа цикла

$$l_ц = q_1 - |q_2| = 817 - 346 = 471 \text{ кДж/кг}.$$

Задача 6.3

Дано:
$\varepsilon = 7$
$\lambda = 2$
$\rho = 1{,}2$
$k = 1{,}4$

$\eta_t - ?$

Рабочее тело поршневого двигателя внутреннего сгорания со смешанным подводом тепла (рисунок 6.6) обладает свойствами воздуха. Известны следующие характеристики цикла: $\varepsilon = 12{,}7$; $\lambda = 2$ и $\rho = 1{,}2$.

Определить термический КПД цикла.

Решение:

Термический КПД цикла находим по формуле (6.5):

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

$$= 1 - \frac{1}{7^{1,4-1}} \cdot \frac{2 \cdot 12^{1,4} - 1}{(2-1) + 1{,}4 \cdot 2 \cdot (1{,}2 - 1)} = 0{,}532 = 53{,}2 \ \ \%.$$

Задача 6.4

Дано:

$P_1 = 100$ кПа

$t_1 = 27$ ˚С

$t_3 = 700$ ˚С

$\sigma = \frac{P_2}{P_1} = 10$

$k = 1{,}4$

$\mu c_p = 29{,}31$ кДж/(кмоль·К)

$\mu_в = 29$ кг/кмоль

$R_в = 287$ Дж/(кг·К)

$P, v, T, l_ц, \eta_t, q_1, q_2 - ?$

Для идеального цикла газотурбинной установки с подводом тепла при P = const (рисунок 6.9) найти параметры в характерных точках, полезную работу, термический КПД, количество подведенной и отведенной теплоты, если дано: $P_1 = 100$ кПа; $t_1 = 20$ ˚С; $t_3 = 700$ ˚С; $\sigma = \frac{P_2}{P_1} = 10$; $k = 1{,}4$.

Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

Решение:

Точка 1.

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{287 \cdot (27 + 273)}{100 \cdot 10^3} = 0{,}861 \text{ м}^3/\text{ кг}.$$

Точка 2.

$$T_2 = T_1 \cdot \sigma^{\frac{k-1}{k}} = 300 \cdot 10^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 579 \text{ К}; \ t_2 = 306 \text{ ˚С};$$

$$\sigma = \frac{P_2}{P_1} = 10; \ P_2 = P_1 \cdot \sigma = 100 \cdot 10 = 1000 \text{ кПа} = 1 \text{ МПа};$$

$$v_2 = \frac{RT_2}{P_2} = \frac{287 \cdot 579}{1 \cdot 10^6} = 0{,}166 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 3.

$$T_3 = t_3 + 273 = 700 + 273 = 973 \text{ К};$$

$$P_3 = P_2 = 1 \text{ МПа};$$

$$v_3 = v_2 \frac{T_3}{T_2} = 0{,}166 \frac{973}{579} = 0{,}279 \ \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 4.

$$T_4 = T_1 \cdot \rho = T_1 \frac{v_3}{v_2} = 300 \frac{0{,}279}{0{,}166} = 504 \ \text{ К}; \ t_4 = 231 \text{ ˚С};$$

$$v_4 = v_1 \frac{T_4}{T_1} = 0{,}861 \frac{504}{300} = 1{,}45 \ \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Количество подведенной теплоты

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2) = \frac{29{,}31}{29}(973 - 579) = 398 \ \text{ кДж/кг}.$$

Количество отведенной теплоты

$$|q_2| = c_p(T_4 - T_1) = \frac{29{,}31}{29}(504 - 300) = 206 \ \text{ кДж/кг}.$$

Работа цикла

$$l_{\text{ц}} = q_1 - |q_2| = 398 - 206 = 192 \text{ кДж/кг}.$$

Термический КПД находим по формуле

$$\eta_t = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = \frac{398 - 206}{398} = 0{,}48 = 48\,\%.$$

Задача 6.5

Дано:
$P_1 = 2$ МПа
$t_1 = 300$ ˚С
$P_2 = 0{,}004$ МПа
$\eta_t - ?$

Паросиловая установка работает по циклу Ренкина (рисунок 6.19, 6.20). Параметры начального состояния: $P_1 = 2$ МПа; $t_1 = 300$ ˚С. Давление в конденсаторе $P_2 = 0{,}004$ МПа.

Определить термический КПД.

Решение:

Термический КПД цикла Ренкина определяем по формуле (6.11)

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

По диаграмме *h,s* находим:

$$h_1 = 3019 \text{ кДж/кг}; \; h_2 = 2036 \text{ кДж/кг}.$$

Значение h_3 находим из таблицы П5 приложения по давлению $P_2 = 0{,}004$ МПа = = 0,04 бар

$$h_3 = 121{,}42 \text{ кДж/кг}.$$

Подставляя найденные значения в формулу, получим

$$\eta_t = \frac{3019 - 2036}{3019 - 121{,}42} = 0{,}339 = 33{,}9 \;\; \%.$$

Задача 6.6

Дано:
$P_1 = 11$ МПа
$t_1 = 500$ ˚С
$P_2 = 0{,}004$ МПа
$t_1' = t_1 = 500$ ˚С
$P_1' = 3$ МПа
$\eta_t^{\text{пр.п}} - ?$

В паросиловой установке, работающей при начальных параметрах: $P_1 = 11$ МПа; $t_1 = 500$ ˚С; $P_2 = 0{,}004$ МПа, введен вторичный перегрев (рисунок 6.22) при $P_1' = 3$ МПа до начальной температуры $t_1' = t_1 = 500$ ˚С.

Определить термический КПД цикла со вторичным перегревом.

Решение:

Термический КПД цикла определяем по формуле (6.12):

$$\eta_t^{пр.п.} = \frac{(h_1 - h_{7)}) + (h_8 - h_9)}{(h_1 - h_3) + (h_8 - h_7)}.$$

Процессы расширения и процесс вторичного перегрева пара представлены в диаграмме *h,s* и по ней находим (рисунок 6.27):

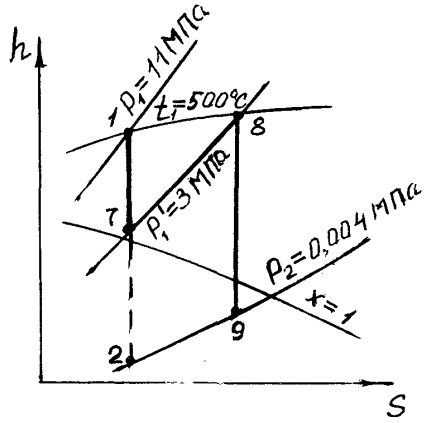


Рисунок 6.27. – К задаче 6.6.

h_1 = 3360 кДж/кг; h_7 = 2996 кДж/кг;
h_8 = 3456 кДж/кг; h_9 = 2176 кДж кг;
$h_3 = h_2$ = 121,42 кДж/кг (таблица П5 приложения).

Подставляя найденные значения в эту формулу, получим

$$\eta_t^{пр.п.} = \frac{(3360 - 2996) + (3456 - 2176)}{(3360 - 121{,}42) + (3456 - 2996)} =$$

$$= 0{,}445 = 44{,}5 \ \ \%.$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 6.7

Для цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом тепла при $v = const$ определить параметры в характерных для цикла точек, количество подведенной и отведенной теплоты, термический КПД и его полезную работу, если дано: P_1 = 0,1 МПа; t_1 = 100 ˚С; ε = 6; λ = 1,6; k = 1,4.

Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

Ответ: v_1 = 1,07 м^3/кг; v_2 = 0,178 м^3/кг; T_2 = 761 К; T_3 = 1217 К;
T_4 = 597 К; P_3 = 1,96 МПа; P_4 = 0,156 МПа; q_1 = 329,7 кДж/кг;
$|q_2|$ = 162 кДж/кг; η_t = 0,51; $l_ц$ = 167 кДж/кг.

Задача 6.8

Для цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом тепла при $P = const$ определить параметры в характерных точках, полезную работу, количество подведенной и отведенной теплоты и термический КПД, если дано: P_1 = 100 кПа; t_1 = 70 ˚С; ε = 12; ρ = 1,67; k = 1,4.

Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

Ответ: v_1 = 0,98 м^3/кг; v_2 = 0,082 м^3/кг; v_3 = 0,14 м^3/кг; P_2 = 3,24 МПа;
P_4 = 0,2 МПа; q_1 = 627 кДж/кг; $|q_2|$ = 255 кДж/кг; $l_ц$ = 372 кДж/кг;
η_t = 0,593.

Задача 6.9

В цикле поршневого двигателя внутреннего сгорания со смешанным подводом тепла начальное давление P_1 = 90 кПа, начальная температура t_1 = 67 ˚С. Количество подведенной теплоты q_1 = 1090 кДж/кг. Степень сжатия ε = 10.

Какая часть тепла должна выделяться в процессе при $v = const$, если максимальное давление составляет 4,5 МПа.

Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

Ответ: q_v / q_1 = 0,675.

Задача 6.10

Для идеального цикла газотурбинной установки с подводом тепла при $P = const$ определить параметры в характерных точках, полезную работу, термический КПД, количество подведенной и отведенной теплоты, если: P_1 = 0,1 МПа; t_1 = 17 °С; t_3 = 600 ˚С; $\sigma = \frac{P_2}{P_1} = 8$; k = 1,4.

Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

Ответ: v_1 = 0,831 м^3/кг; v_2 = 0,189 м^3/кг; v_3 = 0,313 м^3/кг;
v_4 = 1,38 м^3/кг; t_2 = 254 °С; $P_2 = P_3$ = 0,8 МПа; q_1 = 350 кДж/кг;
$|q_2|$ = 192,2 кДж/кг; η_t = 0,451; $l_ц$ = кДж/ кг.

Задача 6.11

Определить термический КПД цикла Ренкина, если P_1 = 6 МПа; t_1 = 450 ˚С и P_2 = 0,004 МПа.

Ответ: η_t = 40,2 %.

Задача 6.12

Паросиловая установка работает при начальных параметрах: P_1 = 9 МПа; t_1 = 450 ˚С. Конечное давление P_2 = 0,004 МПа. При P_1' = 2,4 МПа введен вторичный перегрев до t_1' = 440 ˚С.

Определить термический КПД цикла со вторичным перегревом.

Ответ: $\eta_t^{пр.п}$ = 0,417.

Вопросы для самоподготовки

1 Основные принципы построения идеальных циклов тепловых двигателей.
2 На какие группы делятся поршневые двигатели внутреннего сгорания (ДВС)?
3 Цикл Отто, его основные характеристики, термический КПД.
4 Цикл Дизеля, его основные характеристики, термический КПД.
5 Цикл Тринклера, его основные характеристики, термический КПД.
6 Какие преимущества газотурбинной установки (ГТУ) по сравнению с ДВС?
7 Цикл ГТУ с подводом тепла при $P = const$, его термический КПД?
8 Цикл ГТУ с подводом тепла при $P = const$ с регенерацией тепла, его термический КПД.
9 Цикл Карно с влажным паром в качестве рабочего тела, его термический КПД.
10 Цикл Ренкина, его термический КПД. Чем он отличается от цикла Карно?
11 Цикл паросиловой установки с промежуточным перегревом пара, его термический КПД.
12 Регенеративный цикл паротурбинной установки.
13 Теплофикационный цикл. Чем выгодна комбинированная выработка электроэнергии и тепла?

ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА

7 Основные понятия и определения. Теплопроводность

7.1 Способы передачи теплоты

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

Теплота может распространяться в любых веществах и даже через вакуум.

Во всех веществах теплота передается *теплопроводностью за счет переноса энергии микрочастицами*. Молекулы, атомы, электроны и другие микрочастицы, из которых состоит вещество, движущиеся со скоростями, пропорциональными их температуре, переносят энергию из зоны с более высокими температурами в зону с более низкими температурами.

В жидкостях, наряду с движением микрочастиц, между зонами с разными температурами возможно перемещение макроскопических объемов. Перенос теплоты вместе с макроскопическими объемами вещества носит название *конвективного теплопереноса*, или просто – *конвекции*.

Конвекцией можно передавать теплоту на очень большие расстояния. Например, от ТЭЦ (теплоэлектроцентрали) теплота передается по трубам вместе с движущейся горячей водой на десяти километров для отопления жилых и промышленных зданий. Движущаяся среда (в данном случае вода), используемая для переноса теплоты, называется *теплоносителем*.

Различают *естественное* и *вынужденное движение* (*конвекцию*) жидкости. Естественная (свободная) конвекция происходит под влиянием разности плотностей отдельных частиц жидкости или газа при нагревании. Вынужденная конвекция возникает вследствие воздействия принудительного источника энергии (насос, вентилятор, мешалка).

Часто приходится рассчитывать конвективный теплообмен между жидкостью и поверхностью твердого тела. Этот процесс получил специальное название – *конвективная теплоотдача* (теплота отдается от жидкости к поверхности или наоборот).

Третьим способом переноса теплоты является *излучение* (*радиация*). За счет излучения теплота передается во всех лучепрозрачных средах, в том числе и в вакууме, например в космосе, где это единственно возможный способ передачи теплоты между телами. Носителями энергии при теплообмене излучением являются фотоны, излучаемые и поглощаемые телами, участвующими в теплообмене.

Часто приходится рассчитывать процесс переноса теплоты от одного теплоносителя к другому через разделяющую их стенку. Такой процесс называется *теплопередачей*. Он объединяет все элементарные процессы. Вначале теплота передается от горячего теплоносителя к одной из поверхностей стенки путем конвективного теплообмена, который может сопровождаться излучением. Затем теплота теплопроводностью переносится от одной поверхности стенки к другой. И, наконец, теплота опять путем конвективного теплообмена передается от поверхности стенки к холодной жидкости.

Интенсивность переноса теплоты характеризуется *плотностью теплового потока*, т.е. количеством теплоты, передаваемой в единицу времени через единичную площадь поверхности. Эта величина измеряется в Вт/м^2 и обычно обозначается q.

Количество теплоты, передаваемое в единицу времени через произвольную поверхность *F*, в теории теплообмена принято называть *мощностью теплового потока*, или просто *тепловым потоком*, и обозначается буквой *Q*. Единицей ее измерения служит Дж/с, т.е. Вт.

Количество теплоты, передаваемое за произвольный промежуток времени ф через произвольную поверхность F, будем обозначать $Q_ф$. Используя эти обозначения, можно записать соотношение между рассмотренными величинами:

$$q = Q / F = Q_\tau /(F\,ф). \quad (7.1)$$

7.2 Теплопроводность. Основной закон теплопроводности (закон Фурье)

Температура, как известно, характеризует тепловое состояние тела и определяется степенью его нагретости. Так как тепловое состояние отдельных частей тела в процессе теплопроводности различно, то в общем случае температура *t* является функцией координат *x*, *y*, *z* и времени ф, т.е.

$$t = f(x, y, z, ф). \quad (а)$$

Совокупность значений температуры для всех точек пространства в данный момент времени называется *температурным полем*. Уравнение (а) является математической формулировкой такого поля. При этом, если температура меняется во времени, то поле называется *неустановившимся* (*нестационарным*), а если не меняется – *установившимся* (*стационарным*). Температура быть функцией одной, двух и трех координат. Соответственно этому и температурное поле называется *одно*-, *двух*- и *трехмерным*. Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стационарного температурного поля

$$t = t(x). \quad (б)$$

При любом температурном поле в теле имеются точки с одинаковой температурой. Геометрическое место таких точек образует *изотермическую поверхность*. Так как в одной и той же точке пространства одновременно не может быть двух различных температур, то изотермические поверхности друг с другом не пересекаются, все они или замыкаются на себя, или кончаются на границах тела. Следовательно, изменение состояние тела и температуры в теле наблюдается лишь в направлениях, пересекающих изотермические поверхности (например, направление *x*, рисунок 7.1) При этом наиболее резкое изменение температуры получается в направлении нормали *n* к изотермической поверхности. Предел отношения изменения температуры *Дt* к расстоянию между изотермами по нормали *Дn* называется *градиентом температуры* и обозначается одним из следующих символов:

$$\lim(\Delta t / \Delta n)_{\Delta n \to 0} = \partial t / \partial n = grad\ t = \nabla t\,. \quad (в)$$

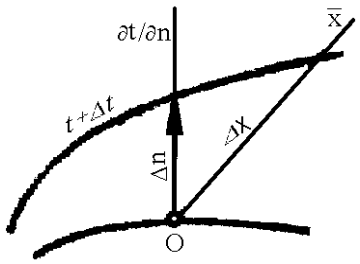


Рисунок 7.1. – К определению температурного градиента.

Температурный градиент является вектором, направленным по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры, его размерность К/м.

Тепло самопроизвольно переносится в сторону убывания температуры. Если тепловой поток отнесен к единице изотермической поверхности, то величина $\vec{q}$ является вектором, направление которого совпадает с направлением распространения тепла в данной точке и противоположно направлению вектора темпе-

ратурного градиента (рисунок 7.2.).

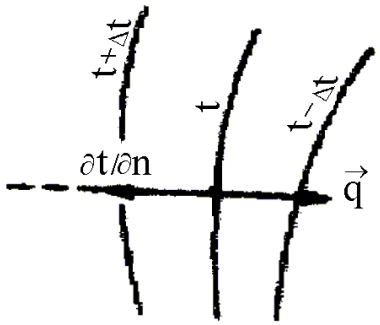


Рисунок 7.2. – Закон Фурье.

Изучая процесс теплопроводности в твердых телах, Фурье экспериментально установил, что количество переданного тепла пропорционально падению температуры, времени и площади сечения, перпендикулярного направлению распространения тепла. Если количество переданного тепла отнести к единице сечения и единице времени, то установленную зависимость можно записать:

$$\vec{q} = -\lambda \ grad\, t\,, \qquad (7.2)$$

где л – коэффициент теплопроводности вещества, его единица измерения – Вт/(м·К).

Знак минус в уравнении (7.2) указывает на то, что вектор $\vec{q}$ направлен в сторону, противоположную вектору *grad t*.

Уравнение (7.2) является математическим выражением основного закона теплопроводности – *закона Фурье*.

Коэффициент теплопроводности л в законе Фурье (7.2) характеризует способность данного вещества проводить теплоту. Значения коэффициентов теплопроводности приводятся в справочниках теплофизических свойств веществ. Численно коэффициент теплопроводности $\lambda = |q| / |grad\ t|$ равен плотности теплового потока при градиенте температуры 1 К/м.

Коэффициент теплопроводности в общем случае зависит от структуры, плотности, влажности, давления и температуры.

Как правило, для материалов с большей плотностью л имеет более высокие значения. Для влажного материала коэффициент теплопроводности может быть значительно выше, чем для сухого и воды в отдельности. От давления л практически не зависит. Для большинства материалов зависимость л от температуры имеет линейный характер вида:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot (1 + b \cdot t)\,, \qquad (7.3)$$

где $л_0$ – коэффициент теплопроводности при температуре t_0, Вт/(м·К); *b* – постоянная, определяемая опытным путем, 1/К.

Для газов коэффициент теплопроводности [л = 0,005 ч 0,5 Вт/(м·К)] с повышением температуры возрастает. Коэффициент теплопроводности капельных жидкостей [л = 0,08 ч 0,7 Вт/(м·К)] с повышением температуры убывает (кроме воды и глицерина). Коэффициент теплопроводности строительных и теплоизоляционных материалов [л = 0,02 ч 3 Вт/(м·К)] с повышением температуры возрастает. Материалы с низким значением л [меньше 0,2 Вт/(м·К)] применяют для тепловой изоляции и называют *теплоизоляционными*. Для большинства металлов [л = 20 ч 400 Вт/(м·К)] коэффициент теплопроводности с ростом температуры убывает. Он также убывает при наличии примесей.

7.3 Теплопроводность плоской стенки

1 Однородная стенка. Рассмотрим однородную стенку толщиной д (рисунок 7.3), коэффициент теплопроводности которой постоянен и равен л. На наваются постоянные температуры t_{c1} и t_{c2}. Температура изменяется только в направлении оси *x*. В этом случае температурное поле одномерно, изотермические

ружных поверхностях стенки поддержи-

перпендикулярно оси *x*.

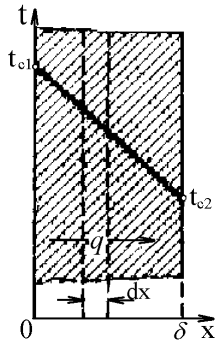


Рисунок 7.3. – Однородная плоская стенка.

На расстоянии *x* выделим внутри стенки слой толщиной *dx*, ограниченный двумя изотермическими поверхностями. На основании закона Фурье уравнение (7.2) для этого случая можно написать:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} \text{ или } dt = -\frac{q}{\lambda} dx . \qquad \text{(а)}$$

Величина *q* при стационарном тепловом режиме постоянна в каждом сечении, поэтому

$$t = -\frac{q}{\lambda} x + C . \qquad \text{(б)}$$

Постоянная интегрирования *C* определяется из граничных условий, а именно при $x = 0$ $t = t_{c1} = C$, а при $x =$ д $t = t_{c2}$. Подставляя эти значения в уравнение (б), имеем:

$$t_{c2} = -\frac{q}{\lambda} \delta + t_{c1} . \qquad \text{(в)}$$

Из уравнения (в) определяется неизвестное значение удельного теплового потока, а именно:

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{c1} - t_{c2}) = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t . \qquad (7.4)$$

Следовательно, количество тепла, переданное через 1 м^2 стенки в единицу времени, прямо пропорционально коэффициенту теплопроводности материала стенки л, обратно пропорционально ее толщине д и прямо пропорционально разности температур наружных поверхностей Д*t*. Если поверхности плоские и располагаются

температур наружных поверхностей Д*t* и обратно пропорционально толщине стенки д.

Уравнение (7.4) является расчетной формулой теплопроводности плоской стенки. Оно связывает между собой четыре величины: *q*, л, д и Д*t*. Зная из них любые три, можно найти четвертую:

$$\lambda = \frac{q \cdot \delta}{\Delta t}, \ \Delta t = \frac{q \cdot \delta}{\lambda} \text{ и } \delta = \frac{\lambda \cdot \Delta t}{q} . \qquad \text{(г)}$$

Отношение л/д называется *тепловой проводимостью* стенки [Вт/(м^2·К], а обратная величина д/л – ее *тепловым* или *термическим сопротивлением* [м^2·К/Вт].

Если в уравнение (б) подставить найденные значения *C* и *q*, то получим уравнение температурной кривой

$$t_x = t_{c1} - \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta} x . \qquad (7.5)$$

Последнее показывает, что при постоянном значении коэффициента теплопроводности температура однородной стенки изменяется по линейному закону. В действительности же вследствие своей зависимости от температуры коэффициент теплопроводности является переменной величиной. Если это обстоятельство учесть, то получим иные, более сложные расчетные формулы.

2 Многослойная стенка. Стенки, состоящие из нескольких однородных слоев называются многослойными. Именно такими являются, например, стены жилых домов, в которых на основном кирпичном слое с одной стороны имеется внутренняя штукатурка, с другой – внешняя облицовка. Обмуровка печей, котлов и других тепловых устройств также обычно состоят из нескольких слоев. Пусть стенка состоит из трех разнородных, но плотно прилегающих друг к другу слоев (рисунок 7.4). Толщина первого слоя равна $д_1$, второго – $д_2$ и третьего – $д_3$. Соответственно коэффициенты теплопроводности слоев равны $л_1$, $л_2$, $л_3$. Кроме этого, известны температуры на-

фициенту теплопроводности л и разности

пловой контакт между поверхностями предполагается идеальным, температуру в местах контакта мы обозначим через t_{c2} и t_{c3}.

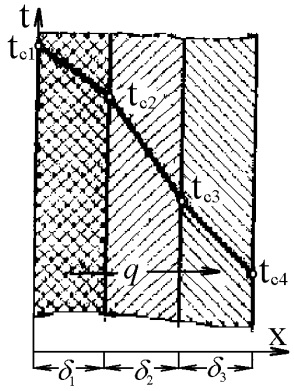


Рисунок 7.4. – Многослойная плоская стенка.

При стационарном режиме плотность потока q постоянна и для всех слоев одинакова. Поэтому на основании (7.4) можно написать:

$$\left.\begin{aligned} q &= \frac{\lambda_1}{\delta_1}(t_{c1}-t_{c2});\\ q &= \frac{\lambda_2}{\delta_2}(t_{c2}-t_{c3});\\ q &= \frac{\lambda_3}{\delta_3}(t_{c3}-t_{c4}). \end{aligned}\right\} \qquad (д)$$

Из этих уравнений легко определить изменение температуры в каждом слое:

$$\left.\begin{aligned} t_{c1}-t_{c2} &= q\frac{\delta_1}{\lambda_1};\\ t_{c2}-t_{c3} &= q\frac{\delta_2}{\lambda_2};\\ t_{c3}-t_{c4} &= q\frac{\delta_3}{\lambda_3}. \end{aligned}\right\} \qquad (е)$$

Сумма изменений температуры в каждом слое составляет полный температурный напор. Складывая левые и правые части системы уравнений (е) получаем:

ружных поверхностей стенки t_{c1} и t_{c4}. Те-

$$t_{c1}-t_{c4} = q(\delta_1/\lambda_1+\delta_2/\lambda_2+\delta_3/\lambda_3). \quad (ж)$$

Из соотношения (ж) определяется значение плотности теплового потока

$$q = \frac{t_{c1}-t_{c4}}{\delta_1/\lambda_1+\delta_2/\lambda_2+\delta_3/\lambda_3}. \qquad (7.6)$$

По аналогии с изложенным можно сразу написать расчетную формулу для расчета n – слойной стенки

$$q = \frac{t_{c1}-t_{cn+1}}{\sum_{i=1}^{n}\frac{\delta_i}{\lambda_i}}. \qquad (7.7)$$

Так как каждое слагаемое знаменателя в (7.6) представляет собой термическое сопротивление слоя, то из уравнения следует, что общее термическое сопротивление многослойной стенки равно сумме частных сопротивлений (уравнение 7.7).

Если значение плотности теплового потока из (7.6) подставить в (е) получим значения неизвестных температур t_{c2} и t_{c3}.

$$\left.\begin{aligned} t_{c2} &= t_{c1}-q\frac{\delta_1}{\lambda_1};\\ t_{c3} &= t_{c2}-q\frac{\delta_2}{\lambda_2} = t_{c4}+q\frac{\delta_3}{\lambda_3}. \end{aligned}\right\} \qquad (7.8)$$

Внутри каждого слоя температурная кривая изменяется по прямой, но для многослойной стенки в целом она представляет собой ломаную линию (см. рисунок 7.4).

Иногда ради сокращения выкладок многослойную стенку рассчитывают как однослойную (однородную) толщиной Д. При этом в расчет вводится так называемый эквивалентный коэффициент теплопроводности $л_{эк}$, который определяется из соотношения:

$$q = \frac{t_{c1}-t_{c4}}{\delta_1/\lambda_1+\delta_2/\lambda_2+\delta_3/\lambda_3} =$$

$$= \frac{\lambda_{эк}}{\Delta}(t_{c1} - t_{c4}). \qquad (з)$$

Отсюда имеем, что

$$\lambda_{эк} = \frac{\Delta}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3} = \frac{\delta_1 + \delta_2 + \delta_3}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3}. \qquad (7.9)$$

Таким образом, $л_{эк}$ зависит только от значений термических сопротивлений и толщины отдельных слоев.

При выводе расчетной формулы для многослойной стенки мы предполагали, что слои плотно прилегают друг к другу и благодаря идеальному тепловому контакту соприкасающиеся поверхности разных слоев имеют одну и ту же температуру. Однако, если поверхности шероховаты, тесное соприкосновение невозможно, и между слоями образуются воздушные зазоры. Так как теплопроводности воздуха мала [л ≈ 0,025 Вт/(м·К)], то наличие даже очень тонких зазоров может сильно повлиять в сторону уменьшения эквивалентного коэффициента теплопроводности многослойной стенки.

7.4 Теплопроводность цилиндрической стенки

1 Однородная стенка. Рассмотрим однородную цилиндрическую стенку (трубу) длиной l, м, с внутренним радиусом r_1 и внешним r_2. Коэффициент теплопроводности материала постоянен и равен л. Внутренняя и внешняя поверхности поддерживаются при постоянных температурах t_{c1} и t_{c2}, причем $t_{c1} > t_{c2}$ (рисунок 7.5), и температура изменяется только в радиальном направлении. Следовательно, температурное поле здесь будет одномерным, а изотермические поверхности цилиндрическими, имеющими с трубой общую ось.

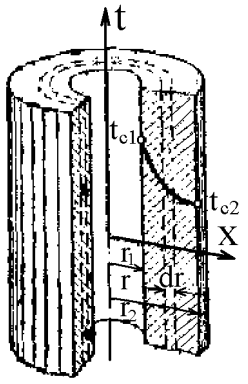


Рисунок 7.5. – Однородная цилиндрическая стенка.

Выделим внутри стенки кольцевой слой радиусом r и толщиной dr, ограниченный изотермическими поверхностями. Согласно закону Фурье количество тепла, проходящего в единицу времени через этот слой, равно:

$$Q = -\lambda F \frac{dt}{dr} = -2\lambda\pi rl \frac{dt}{dr}. \qquad (а)$$

Разделив переменные, имеем:

$$dt = \frac{Q}{2\pi\lambda l}\frac{dr}{r}. \qquad (б)$$

После интегрирования уравнения (б) находим:

$$t = \frac{Q}{2\pi\lambda l}\ln r + C. \qquad (в)$$

Подставляя значения переменных на границах стенки (при $r = r_1$ $t = t_{c1}$ и при $r = r_2$ $t = t_{c2}$) и исключая постоянную C, получаем следующую расчетную формулу:

$$|N_0| = m^* \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{\pi l (t_{c1} - t_{c2})}{\frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}}. \qquad (7.10)$$

Следовательно, количество тепла, переданное в единицу времени через стенку трубы прямо пропорционально коэффициенту теплопроводности л, длине l и температурному напору Д$t = t_{c1} - t_{c2}$ и обратно пропорционально натуральному логарифму отношения внешнего диаметра трубы d_2 к внутреннему d_1. Формула (7.10) справедлива и для случая, когда $t_{c2} < t_{c1}$, т.е.когда тепловой поток направлен от наружной поверхности к внутренней.

Количество тепла, проходящее через стенку трубы, может быть отнесено либо к единице длины l, либо к единице внутренней F_1 или внешней F_2 поверхности трубы. При этом расчетные формулы принимают следующий вид:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\pi\ \Delta t}{\frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}}; \qquad (7.11)$$

где q_l – линейная плотность теплового потока, Вт/м;

$$q_1 = \frac{Q}{F_1} = \frac{Q}{\pi\ d_1 l} = \frac{\Delta t}{\frac{1}{2\lambda} d_1 \ln\frac{d_2}{d_1}}; \qquad (7.12)$$

$$q_2 = \frac{Q}{F_2} = \frac{Q}{\pi\ d_2 l} = \frac{\Delta t}{\frac{1}{2\lambda} d_2 \ln\frac{d_2}{d_1}}; \qquad (7.13)$$

Так как внутренняя и внешняя поверхности трубы по величине различны, то различными получаются и значения плотностей тепловых потоков q_1 и q_2. Взаимная связь между ними определяется соотношением

$$q_l = \pi\ d_1 q_1 = \pi\ d_2 q_2 \text{ или } d_1 q_1 = d_2 q_2 .$$

Уравнение температурной кривой внутри однородной цилиндрической стенки выводятся из уравнения (в). Подставляя сюда значения Q и C, имеем:

$$t_x = t_{c1} - \frac{Q}{2\pi\lambda\ l}\ln\frac{d_x}{d_1} =$$

$$= t_{c1} - \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\ln\frac{d_2}{d_1}}\ln\frac{d_x}{d_1}. \qquad (7.14)$$

Следовательно, в этом случае при постоянном значении л температура изменяется по логарифмической кривой (см. рисунок 7.5).

При отношении $d_2/\ d_1 \le 2$ расчеты могут проводиться по формулам плоской стенки, имеющей толщину д = 0,5 (d_2 – d_1). Поверхность трубы считается по среднеарифметическому диаметру d_m = 0,5 (d_2 + d_1). Погрешность при этом не превышает 1,5 %.

2 Многослойная стенка. Пусть цилиндрическая стенка состоит из трех разнородных слоев. Диаметры и коэффициенты теплопроводности отдельных слоев известны, их обозначения см. на рисунке 7.6.

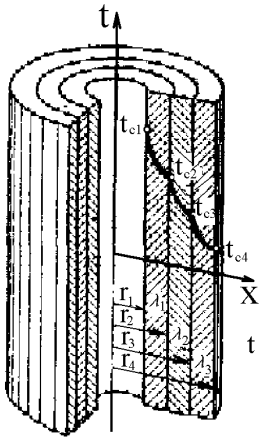


Рисунок 7.6. – Многослойная цилиндрическая стенка.

Кроме того, известны температуры внутренней и внешней поверхностей многослойной стенки t_{c1} и t_{c4}. В местах же соприкосновения слоев температуры неизвестны, обозначим их через t_{c2} и t_{c3}.

При стационарном тепловом режиме через все слои проходит одно и тоже количество тепла. Поэтому на основании (7.11) можно написать:

$$\left.\begin{aligned} q_l &= \frac{2\pi(t_{c1}-t_{c2})}{\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1}};\\ q_l &= \frac{2\pi(t_{c2}-t_{c3})}{\frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2}};\\ q_l &= \frac{2\pi(t_3-t_{c4})}{\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}}. \end{aligned}\right\} \qquad (г)$$

Из этих уравнений определяется температурный перепад в каждом слое:

$$\left.\begin{aligned} t_{c1}-t_{c2} &= \frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1};\\ t_{c2}-t_{c3} &= \frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2};\\ t_{c3}-t_{c4} &= \frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}. \end{aligned}\right\} \qquad (д)$$

Сумма этих перепадов составляет полный температурный напор. Складывая отдельно левые и правые части системы (д), имеем:

$$t_{c1}-t_{c4} = \frac{q_l}{2\pi}\left(\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1}+ + \frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2}+\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}\right), \qquad (е)$$

из которого определяется значение линейной плотности теплового потока q_l:

$$q_l = \frac{2\pi(t_{c1}-t_{c4})}{\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1}+\frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2}+\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}}. \qquad (7.15)$$

По аналогии с этим сразу можно написать расчетную формулу для n – слойной стенки:

$$q_l = \frac{2\pi(t_{c1}-t_{cn+1})}{\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{\lambda_i}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i}} = \frac{\pi(t_{c1}-t_{cn+1})}{\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{2\lambda_i}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i}}. \qquad (7.16)$$

Значения неизвестных температур t_{c2} и t_{c3} поверхностей соприкосновения слоев определяются из (д):

$$\left.\begin{aligned} t_{c2} &= t_{c1}-\frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1};\\ t_{c3} &= t_{c2}-\frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2} = \\ &= t_{c4}+\frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}. \end{aligned}\right\} \qquad (7.17)$$

Согласно (7.14) внутри каждого слоя температура изменяется по логарифмическому закону, но для многослойной стенки в целом температурная кривая представляет собой ломаную кривую (см. рисунок 7.6).

Примеры решения типовых задач

Задача 7.1

Дано:
l = 5 м
h = 3 м
д = 250 мм = 0,25 м
t_{c1} = 20 ˚С
t_{c2} = – 30 ˚С
л = 0,6 Вт/(м·К)

Q – ?

Определить потери тепла в единицу времени через кирпичную стенку длиной 5 м, высотой 3 м и толщиной 250 мм, если на поверхностях стенки поддерживаются температуры t_{c1} = 20 ˚С и t_{c2} = – 30 ˚С. Коэффициент теплопроводности кирпича л = 0,6 Вт/(м·К).

Решение:

Согласно (7.4):

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{c1} - t_{c2}) = \frac{0{,}6}{0{,}25}[20 - (-30)] = 120 \text{ Вт/м}^2$$

и

$$Q = q \cdot F = 120 \cdot 15 = 1800 \text{ Вт}.$$

Здесь $F = l \cdot h = 5 \cdot 3 = 15$ м^2.

Задача 7.2

Дано:
$д_1 = 0{,}5$ мм $= 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ м
$д_2 = 0{,}05$ мм $= 0{,}05 \cdot 10^{-3}$ м
$л_1 = 60$ Вт/(м·К)
$л_2 = 0{,}15$ Вт/(м·К)
$л_{эк} - ?$

Определить значение эквивалентного коэффициента теплопроводности пакета трансформаторного железа из n листов, если толщина каждого листа $д_1 = 0{,}5$ мм и между ними проложена бумага, толщиной $д_2 = 0{,}05$ мм. Коэффициент теплопроводности железа $л_1 = 60$ Вт/(м·К) и бумаги $л_2 = 0{,}15$ Вт/(м·К).

Решение:

Согласно (7.9) имеем:

$$\lambda_{'эк} = \frac{\sum_{i=1}^{2n} \delta_i}{\sum_{i=1}^{2n} \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = \frac{0{,}55 \cdot 10^{-3} \cdot n}{\left(\frac{0{,}5 \cdot 10^{-3}}{60} + \frac{0{,}05 \cdot 10^{-3}}{0{,}15}\right) n} = 1{,}61 \text{ Вт/(м·К)}.$$

Задача 7.3

Дано:
$д_1 = 250$ мм $= 0{,}25$ м
$t_{c1} = 110$ ˚С
$t_{c3} = 25$ ˚С
$q = 110$ Вт/м^2
$л_1 = 0{,}7$ Вт/(м·К)
$л_2 = 0{,}0465$ Вт/(м·К)
t_{c2}, $д_2 - ?$

Стены сушильной камеры выполнены из слоя красного кирпича, толщиной $д_1 = 250$ мм и слоя строительного войлока. Температура на внешней поверхности кирпичного слоя $t_{c1} = 110$ ˚С и на внешней поверхности войлочного слоя $t_{c3} = 25$ ˚С.

Коэффициент теплопроводности красного кирпича $л_1 = 0{,}7$ Вт/(м·К) и строительного войлока $л_2 = 0{,}0465$ Вт/(м·К).

Вычислить температуру в плоскости соприкосновения слоев и толщину войлочного слоя при условии, что тепловые потери через 1 м^2 стенки камеры не превышают $q = 110$ Вт/м^2.

Решение:

Плотность теплового потока через слой кирпича определяется по формуле:

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1}(t_{c1} - t_{c2}), \text{ Вт/м}^2,$$

отсюда

$$t_{c2} = t_{c1} - q\frac{\delta_1}{\lambda_1} = 110 - 110\frac{0{,}25}{0{,}7} = 70{,}7 \text{ ˚С}.$$

Плотность теплового потока через слой войлока определяется по формуле:

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2}(t_{c2} - t_{c3}),$$

отсюда

$$\delta_2 = \frac{\lambda_2}{q}(t_{c2} - t_{c3}) = \frac{0{,}0465}{110}(70{,}7 - 25) \approx 0{,}019 \text{ м} = 19 \text{ мм}.$$

Задача 7.4

Дано:
$d_1 = 32$ мм
$d_2 = 42$ мм
л = 14 Вт/(м·К)
$t_{c1} = 450$ ˚С
$t_{c2} = 580$ ˚С

q_l – ?

Змеевики пароперегревателя выполнены из труб жароупорной стали диаметром d_2/d_1 = 42/32 мм с коэффициентом теплопроводности л = 14 Вт/(м·К). Температура на внешней поверхности трубы t_{c2} = 580 ˚С и на внутренней поверхности t_{c1} = 450 ˚С.

Вычислить линейную плотность теплового потока q_l, Вт/м.

Решение:

Согласно (7.11):

$$q_l = \frac{\pi(t_{c2} - t_{c1})}{\frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}} = \frac{3{,}14(580 - 50)}{\frac{1}{2 \cdot 14}\ln\frac{42}{32}} = 42030{,}83 \text{ Вт/м}.$$

Задача 7.5

Дано:
$d_1 = 160$ мм
$d_2 = 170$ мм
$д_2 = 30$ мм
$д_3 = 50$ мм
$л_1 = 50$ Вт/(м·К)
$л_2 = 0{,}15$ Вт/(м·К)
$л_3 = 0{,}08$ Вт/(м·К)
$t_{c1} = 300$ ˚С
$t_{c4} = 50$ ˚С

q_l, t_{c2}, t_{c3} – ?

Паропровод диаметром d_2/d_1 = 170/160 мм покрыт двухслойной изоляцией. Толщина первого слоя $д_2$ = 30 мм и второго $д_3$ = 50 мм. Коэффициенты теплопроводности трубы и изоляции соответственно равны: $л_1$ = 50, $л_2$ = 0,15 и $л_3$ = 0,08 Вт/(м·К). Температура внутренней поверхности паропровода t_{c1} = 300 ˚С и внешней поверхности t_{c4} = 50 ˚С.

Определить линейную плотность теплового потока и температуры на поверхностях раздела отдельных слоев.

Решение:

Согласно (7.15):

$$q_l = \frac{2\pi(t_{c1} - t_{c4})}{\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}} = \frac{2\pi(300 - 50)}{\frac{1}{50}\ln\frac{170}{160} + \frac{1}{0{,}15}\ln\frac{230}{170} + \frac{1}{0{,}08}\ln\frac{330}{230}} = 240 \text{ Вт/м}.$$

Здесь $d_3 = d_2 + 2д_2 = 170 + 2 \cdot 30 = 230$ мм;

$d_4 = d_3 + 2д_3 = 230 + 2 \cdot 50 = 330$ мм.

Далее согласно (7.17) имеем:

$$t_{c2} = t_{c1} - \frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1} = 300 - \frac{240}{2\pi}\frac{1}{50}\ln\frac{170}{160} \approx 300\ ^\circ\text{C};$$

$$t_{c3} = t_{c2} - \frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2} = 300 - \frac{240}{2\pi}\frac{1}{0{,}15}\ln\frac{230}{170} \approx 223\ ^\circ\text{C};$$

или

$$t_{c3} == t_{c4} + \frac{q_l}{2\pi}\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3} = 50 + \frac{240}{2\pi}\frac{1}{0{,}08}\ln\frac{330}{230} \approx 223\ ^\circ\text{C}.$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 7.6

Определить коэффициент теплопроводности материала стенки, если при ее толщине д = 40 мм и разности температур на поверхностях Дt = 20 ˚С, плотность теплового потока q = 145 Вт/м^2.

Ответ: л = 0,29 Вт/(м·К).

Задача 7.7

Определить эквивалентный коэффициент теплопроводности плоской стенки, состоящий из трех слоев изоляции: внутреннего [$д_1$ = 10 мм, $л_1$ = 0,29 Вт/(м·К)], основного диатомитового кирпича [$д_2$ = 60 мм, $л_2$ = 0,14 Вт/(м·К)] и наружного штукатурного [$д_3$ = 5 мм, $л_3$ = 1,16 Вт/(м·К)].

Ответ: $л_{эк}$ = 0,16 Вт/(м·К).

Задача 7.8

Обмуровка печи состоит из слоев шамотного и красного кирпича, между которыми расположена засыпка диатомита (см. рисунок 7.7).

Толщина шамотного слоя $д_1$ = 120 мм, диатомитовой засыпки $д_2$ = 50 мм и красного кирпича $д_3$ = 250 мм. Коэффициенты теплопроводности соответственно равны: $л_1$ = 0,93; $л_2$ = 0,13 и $л_3$ = 0,7 Вт/(м·К).

Какой толщины следует сделать слой красного кирпича $д_3$, если отказаться от применения засыпки из диатомита, чтобы тепловой поток через обмуровку оставался неизменным?

Ответ: $д_3$ = 500 мм.

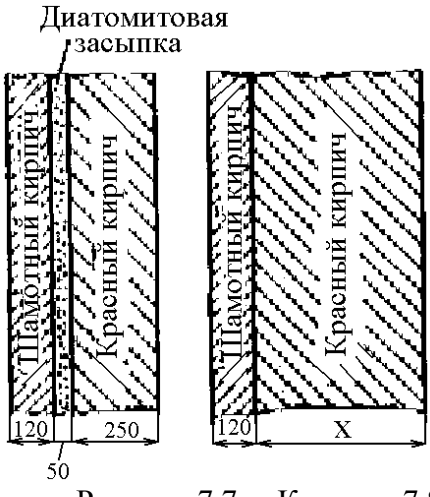


Рисунок 7.7. – К задаче 7.8.

Задача 7.9

Паропровод диаметром d_2/d_1 = 160/150 мм покрыт слоем тепловой изоляции толщиной $д_{из}$ = 100 мм. Коэффициенты теплопроводности стенки трубы $л_1$ = 50 Вт/(м·К) и изоляции $л_2$ = 0,08 Вт/(м·К). Температура на внутренней поверхности паропровода t_{c1} = 400 ˚С и наружной поверхности изоляции t_{c3} = 50 ˚С (см. рисунок 7.8).

Найти тепловые потери с 1 м паропровода и температуру на границе соприкосновения паропровода и изоляции.

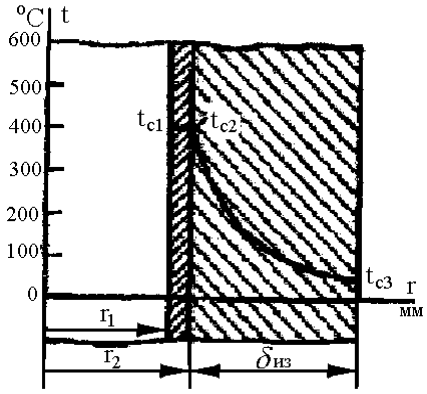


Рисунок 7.8. – К задаче 7.9.

Ответ: q_l = 216 Вт/м; $t_{c2} \approx 400$ ˚С.

Задача 7.10

Железобетонная дымовая труба (рисунок 7.9) внутренним диаметром d_2 = 800 мм и наружным диаметром d_3 = 1300 мм должна быть футерована внутри огнеупором.

Определить толщину футеровки и температуру наружной поверхности трубы t_{c3} из условия, чтобы тепловые потери с 1 м трубы не превышали 2000 Вт/м, а температура внутренней поверхности железобетонной стенки t_{c2} не превышала 200 ˚С. Температура внутренней поверхности футеровки t_{c1} = 425 ˚С, коэффициент теплопроводности футеровки $л_1$ = 0,5 Вт/(м·К); коэффициент теплопроводности бетона $л_2$ = 1,1 Вт/(м·К).

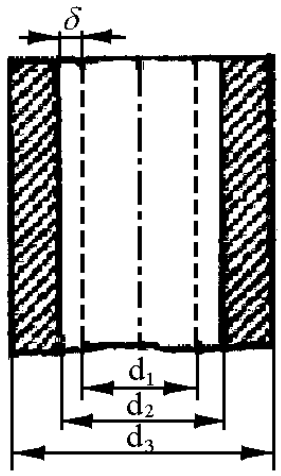


Рисунок 7.9. – К задаче 7.10.

Ответ: $д$ = 120мм; t_{c3} = 59 ˚С.

Вопросы для самоподготовки

1 Простейшие виды теплообмена. Теплоотдача. Теплопередача.

2 Дать определение теплового потока, плотности теплового потока, их размерности.

3 Что такое температурное поле, его уравнения при стационарном и нестационарном режиме для одно-, двух- и трехмерного поля?

4 Что называется градиентом температуры?

5 Закон Фурье. Коэффициент теплопроводности, его размерность и физический смысл.

6 По какому закону изменяется температура в однородной плоской стенке?

7 От каких величин зависит плотность теплового потока, передаваемого через однородную плоскую стенку?

8 Как рассчитать плотность теплового потока для многослойной плоской стенки?

9 Что называется эквивалентным коэффициентом теплопроводности многослойной плоской стенки?

10 По какому закону изменяется температура в однородной цилиндрической стенке?

11 От каких величин зависит линейная плотность теплового потока, передаваемого

через однородную цилиндрическую стенку?

12 Как рассчитать линейную плотность теплового потока для многослойной цилиндрической стенки?

13 В каком случае расчеты теплопроводности для цилиндрической стенки могут проводится по формулам плоской стенки?

8 Конвективный теплообмен (теплоотдача)

8.1 Основной закон конвективного теплообмена (закон Ньютона – Рихмана)

Обычно жидкие или газообразные теплоносители нагреваются или охлаждаются при соприкосновении с поверхностями твердых тел. Например, дымовые газы в печах отдают свое тепло нагретым заготовкам, а в паровых котлах – трубам, внутри которых греется или кипит вода; воздух в комнате греется от горячих приборов отопления и т.д. Процесс теплообмена между поверхностью твердого тела и жидкостью называется *теплоотдачей*, а поверхность тела, через которую переносится теплота, – *поверхностью теплообмена* или *теплоотдающей поверхностью*.

Согласно закону Ньютона – Рихмана тепловой поток в процессе теплоотдачи пропорционален площади поверхности теплообмена F и разности температур поверхности t_c и жидкости $t_ж$:

$$Q = \alpha \cdot F\left|t_c - t_ж\right|. \qquad (8.1)$$

В процессе теплоотдачи, независимо от направления теплового потока Q (от стенки к жидкости и наоборот), значение его принято считать положительным, поэтому разность $t_c - t_ж$ берут по абсолютной величине, т.е. просто из большего значения вычитают меньшее.

Коэффициент пропорциональности б называется *коэффициентом теплоотдачи*; его единица измерения Вт/(м^2·К). Он характеризует интенсивность процесса теплоотдачи. Численное значение его равно тепловому потоку от единичной поверхности теплообмена при разности температур поверхности и жидкости в один кельвин:

$$\alpha = \frac{Q}{F\left|t_c - t_ж\right|} = \frac{q}{\left|t_c - t_ж\right|}. \qquad (8.2)$$

На коэффициент теплоотдачи влияют разнообразные факторы: скорость потока жидкости, характер сил, вызывающих ее движение, физические свойства самой жидкости (плотность, вязкость, коэффициент теплопроводности) и прежде всего режим течения жидкости.

Как установил О. Рейнольдс в своих опытах (1884 г.), следует различать два режима движения жидкости: *ламинарный* и *турбулентный*, описываемые различными уравнениями.

В потоке ламинарного движения все частицы жидкости движутся по параллельным траекториям и частицы жидкости не перемешиваются друг с другом. При этом передача теплоты от струйки к другой происходит только теплопроводностью, а так как коэффициент теплопроводности жидкостей (капельных и газов) невелик, то и распространение теплоты по всей массе жидкости в ламинарном потоке происходит медленно.

В потоке турбулентного режима частицы жидкости движутся беспорядочно: каждая частица перемещается вдоль канала с некоторой скоростью, а кроме того, совершает движения перпендикулярно стенкам канала. При этом происходит перемешивание частиц жидкости и перенос теплоты из области с более высокими температурами в область с менее высокими температурами, т.е. перенос теплоты конвекцией. Однако при таком перемешивании происходят неизбежные столкновения частиц, при таких столкновениях теплота переходит от одной частицы к другой за счет их теплопроводности.

8.2 Подобие процессов конвективного теплообмена. Числа подобия

Определение коэффициента теплоотдачи б теоретическим путем весьма затруднительно, а в большинстве случаев даже невозможно из-за большого количества факторов, влияющих на конвективный теплообмен.

Поэтому значение этого коэффициента определяют опытным путем. Такие опыты можно проводить непосредственно на промышленных установках – теплообменных устройствах (паровых котлах, подогревателях, экономайзерах и др.). Но такой путь экспериментирования используют редко, так как промышленные установки громоздки, часто сложны по своему устройству и обходятся такие эксперименты дорого.

Поэтому обычно исследования конвективного теплообмена проводят на моделях небольших размеров, а результаты таких исследований переносят на промышленные установки. Но для этого необходимо, чтобы процессы в моделях и в промышленной установке были подобными. Условия, необходимые для создания подобных процессов, раскрываются *теорией подобия*.

С понятием подобия мы впервые встречаемся в геометрии, где рассматриваются условия подобия геометрических фигур. Напомним, что условием геометрического подобия фигур является пропорциональность сходственных линейных размеров. Например, сходственные стороны, высоты, медианы подобных треугольников (рисунок 8.1) связаны соотношением:

$$l_1' / l_1'' = l_2' / l_2'' = l_3' / l_3'' = h' / h'' = C_l, \quad (8.3)$$

где C_l – постоянная геометрического подобия.

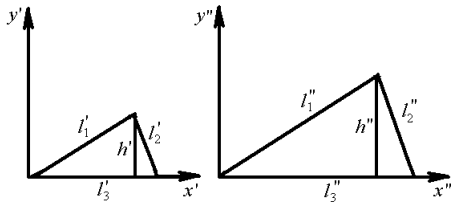


Рисунок 8.1. – Геометрическое подобие треугольников.

Подобными могут быть не только геометрические фигуры, но и любые физические величины, а физические процессы, например процессы конвективного теплообмена, протекающего в теплообменном аппарате или его модели.

В основе подобия таких процессов лежит их геометрической подобие. Это значит, что каналы в аппарате и его модели, по которым протекают жидкости-теплоносители, должны быть геометрически подобными.

Кроме того, подобие процессов конвективного теплообмена обусловлено равенством особых безразмерных комплексов, состоящих из физических величин, влияющих на теплообмен, например таких, как скорость потока, вязкость и плотность жидкости, омывающей стенку, температуры стенки и жидкости и др. Такие безразмерные комплексы называются *числами* (*критериями*) *подобия*.

Числам (критериям) подобия присвоены имена ученых, сделавших большие открытия в области теплообмена и гидродинамики. Такие числа обозначаются одной или двумя начальными буквами фамилий этих ученых.

Число Нуссельта (*Nu*) определяет интенсивность конвективного теплообмена на границе стенка – жидкость. Чем интенсивнее происходит конвективный теплообмен, тем больше число *Nu* и тем больше коэффициент теплоотдачи б, что видно из следующей формулы:

$$Nu = \alpha \cdot l_0 / \lambda, \quad (8.4)$$

где б – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); л – коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м·К); l_0 – определяющий линейный размер, м.

Определяющим называется размер, которым определяется развитие процесса теплообмена. Если жидкость, участвующая в теплообмене, протекает в круглой трубе, то определяющим размером является d – внутренний диаметр трубы. При поперечном обтекании трубы или пучка труб в уравнение (8.4) подстав-

ляется вместо l_0 значение наружного диаметра трубы или труб. Если сечение канала, по которому течет жидкость, сложной формы, то определяющим размером является так называемый эквивалентный диаметр $l_0 = d_{экв} = 4F/S$, где F – площадь поперечного сечения канала; S – смоченный периметр.

Число Рейнольдса (*Re*) определяет характер движения жидкости:

$$\mathrm{Re} = w_0 \cdot l_0 / \nu , \qquad (8.5)$$

где w_0 – средняя (линейная) скорость жидкости, м/с; определяется из уравнения массового расхода жидкости

$$m^* = F w_0 \rho , \text{ т.е. } w_0 = m^* / (F\rho) ,$$

(здесь m^* – массовый расход жидкости, кг/с; F – площадь поперечного сечения потока, м^2; с – плотность жидкости, кг/м^3); н – кинематический коэффициент вязкости, м^2/с.

Для гладких труб движение остается ламинарным, пока безразмерное число Рейнольдса меньше $2\cdot10^3$ ($Re < 2\cdot10^3$). При $\mathrm{Re} > 10^4$ режим движения жидкости считается турбулентным. При числах Рейнольдса больше $2\cdot10^3$ и меньше 10^4 – режим переходный от ламинарного к турбулентному, т.е. по своему характер неустойчивый.

Число Прандтля (*Pr*) определяет физические свойства жидкости:

$$\mathrm{Pr} = \nu / a , \qquad (8.6)$$

где а – коэффициент температуропроводности жидкости, м^2/с.

В правой части уравнения (8.6) обе величины – параметры состояния, поэтому и само число подобия является параметром состояния.

Значение числа *Pr* идеальных газов зависит только от их атомности.

	число *Pr*
Для идеальных газов одноатомных….	0,67
двухатомных….	0,72
трехатомных….	0,80

Зависимость числа *Pr* реальных газов от температуры очень незначительна.

Число *Pr* капельных жидкостей заметно изменяется только в пределах температур от 0 ˚С и примерно до 130 ˚С (с ростом температуры число *Pr* увеличивается). При температурах выше 130 ˚С значение числа *Pr* изменяется незначительно и его можно принять равным 1. Зависимость *Pr* от давления становится заметной только при состояниях жидкости, близких к критическому.

Число Пекле (*Pe*) является произведением чисел подобия *Re* и *Pr*:

$$Pe = \mathrm{Re}\cdot \mathrm{Pr} = w_0 \cdot l_0 / a . \qquad (8.7)$$

Число Грасгофа (*Gr*) определяет соотношение подъемной силы, вызываемой разностью плотностей холодных и нагретых частиц жидкости, и сил молекулярного трения. Другими словами, число *Gr* характеризует интенсивность свободного движения жидкости:

$$Gr = \beta g l_0^3 \Delta t / \nu^2 , \qquad (8.8)$$

где в – температурный коэффициент объемного расширения, К$^{-1}$ (для идеальных газов в = 1/273,15 К$^{-1}$); g – ускорение свободного падения, м/с^2; Дt – температурный напор – разность между определяющими температурами жидкости и стенки, К.

Большинство величин, входящих в правые части обобщенных уравнений конвективного теплообмена, зависят от температуры. Поэтому необходимо, чтобы значения всех этих величин были отнесены к какой-то одной *определяющей температуре*. Такой температурой может быть температура стенки, обозначаемая $t_с$ или средняя температура потока жидкости, обозначаемая $t_ж$.

В большинстве случаев в качестве определяющей принимается температура набегающего потока жидкости (т.е. температура во входном сечении канала) или средняя по его длине.

Если отношение температур жид-

кости при входе в канал $t_{ж1}$ и при выходе из него $t_{ж2}$ меньше 2, то средняя температура жидкости по длине канала $t_ж$ может определяться как средняя арифметическая температура:

$$t_{ж.ср} = 0{,}5(t_{ж1} + t_{ж2}). \qquad (8.9)$$

При значительной разности температур $t_{ж1}$ и $t_{ж2}$ в качестве средней температуры жидкости принимается средняя логарифмическая температура:

$$t_{ж} = \frac{\Delta t_{вх} - \Delta t_{вых}}{2{,}3\lg(\Delta t_{вх} / \Delta t_{вых})}. \qquad (8.10)$$

Здесь Д$t_{вх}$ и Д$t_{вых}$ – разности температур жидкости и стенки, соответственно при входе в канал и при выходе из него.

Таким образом, в уравнении конвективного теплообмена может вводиться температура стенки или средняя температура жидкости. Чтобы указать какая из этих температур принята в данном конкретном случае в качестве определяющей, в расчетные уравнения вводится соответствующий индекс («с» или «ж»). Часто в индексе указывается также, что принимается в данном конкретном уравнении в качестве определяющего размера: длина l или h – при вертикальной стенке или диаметр d (действительный или эквивалентный). Поэтому числа подобия могут быть написаны, например, так: $Re_{d,ж}$; $Nu_{l,ж}$; $Nu_{h,ж}$ (или $Re_{d,с}$; $Nu_{l,с}$; $Nu_{h,с}$).

8.3 Обобщенные математические зависимости в процессах конвективного теплообмена

Главной задачей изучения процессов теплообмена является определение коэффициента теплоотдачи б для определенных условий теплообмена. Этот коэффициент входит только в формулу числа *Nu*, поэтому уравнения конвективного теплообмена решаются относительно этого числа, значение которого определяется числами *Re, Pr, Gr*. Число *Nu* в этих уравнениях является функцией, а остальные четыре параметра – независимыми переменными.

Все эти четыре числа подобия достаточно полно характеризуют процесс конвективного теплообмена, и задача сводится к тому, чтобы найти связь между ними. Такие связи были найдены в результате проведения большого числа экспериментов.

Обобщенное уравнение конвективного теплообмена может быть написано в таком виде:

$$Nu = C\,\mathrm{Re}^m\,\mathrm{Pr}^n\,Gr^p\,(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}. \qquad (8.11)$$

Значения коэффициента С и показателей степени *m, n* и *p* определяются опытным путем для конкретных случаев конвективного теплообмена.

В уравнении (8.11) сложная зависимость коэффициента теплоотдачи б от большого числа физических величин (w_0, l_0, v, с, $c_р$, t и др.) заменяется зависимостью числа *Nu* только от трех чисел подобия: *Re, Gr* и *Pr*.

8.4 Теплоотдача при обтекании плоской поверхности (пластины)

Обобщенное уравнение (8.11) действительно для любых случаев конвективного теплообмена. В частном случае при вынужденном движении жидкости вдоль гладкой плиты обобщенное уравнение принимает вид:

$$Nu_{l,ж} = C\,\mathrm{Re}^m_{l,ж}\,\mathrm{Pr}^n_ж\,(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}. \qquad (8.12)$$

Здесь определяющими величинами являются скорость потока w_0, температура избегающего потока $t_ж$, длина плиты l.

Число *Gr* из этого уравнения исключено, так как при вынужденном движении жидкости свободная конвекция отсутствует или она настолько незначи-

тельна, что не оказывает заметного влияния на теплоотдачу.

При ламинарном течении ($Re_{l,ж} < 5\cdot10^5$) расчетное уравнение принимает вид:

$$Nu_{l,ж} = 0{,}66\,\mathrm{Re}_{l,ж}^{0,5}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,33}(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}. \quad (8.13)$$

При турбулентном течении ($Re_{l,ж} > 5\cdot10^5$):

$$Nu_{l,ж} = 0{,}037\,\mathrm{Re}_{l,ж}^{0,8}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,43}(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}. \quad (8.14)$$

Отношением $(Pr_ж/Pr_c)^{0,25}$ учитывается температурный напор ($t_c - t_ж$). Чем меньше этот напор, тем больше $(Pr_ж/Pr_c)^{0,25}$ приближается к единице.

Когда омывающей жидкостью является газ, то из расчетного уравнения исключается отношение чисел Pr в степени 0,25, поскольку число Pr для газов от температуры почти не зависит.

Для воздуха $Pr = 0{,}7$ и расчетные уравнения для этого газа следующие:

при ламинарном течении:

$$Nu_{l,ж} = 0{,}57\,\mathrm{Re}_{l,ж}^{0,5}. \quad (8.15)$$

при турбулентном течении:

$$Nu_{l,ж} = 0{,}032\,\mathrm{Re}_{l,ж}^{0,8}. \quad (8.16)$$

В уравнениях (8.13 – 8.16) температура стенки принимается неизменной ($t_c = const$).

8.5 Теплоотдача при движении жидкости в трубе

Обобщенные уравнения для среднего значения коэффициента теплоотдачи при вынужденном движении жидкости по трубам имеют вид:

а) при ламинарном течении ($Re_{d,ж} < 2\cdot10^3$)

$$Nu_{d,ж} = 1{,}4(\mathrm{Re}_{d,ж}\cdot d/l)^{0,4}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,33}(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}. \quad (8.17)$$

б) при турбулентном течении ($Re_{d,ж} > 10^4$):

$$Nu_{d,ж} = 0{,}021\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0,8}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,43}(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}. \quad (8.18)$$

В уравнениях (8.17) и (8.18) определяющим размером является внутренний диаметр трубы. Эти уравнения применимы и к процессам протекания жидкости по прямым трубам не только круглого, но и квадратного, прямоугольного, треугольного сечений и к пучкам труб.

Если труба выполнена в виде змеевика, то вследствие центробежных сил, действующих на частицы движущейся жидкости, условия перемешивания жидкости улучшаются и, следовательно, коэффициент теплоотдачи увеличивается. Это учитывается поправкой

$$\varepsilon_R = 1 + 1{,}77\,d/R,$$

где d – диаметр трубы; R – радиус змеевика.

Таким образом, коэффициент теплоотдачи в змеевике равен

$$\alpha_R = \varepsilon_R a.$$

Коэффициент теплоотдачи увеличивается и в тех случаях, когда теплоотдача рассчитывается для коротких труб. В таких трубах на среднее значение коэффициента б оказывают заметное влияние улучшенные условия теплоотдачи в начальном участке трубы, где происходит формирование потока жидкости. Это влияние тем сильнее, чем короче труба.

Таблица 8.1. – Поправка e_l.

$Re_{d,ж}$	l/d			
	1	2	5	10
$1\cdot10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23
$2\cdot10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18
$5\cdot10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13
$1\cdot10^5$	1,28	1,22	1,15	1,10
$1\cdot10^6$	1,14	1,11	1,08	1,05
$Re_{d,ж}$	l/d			
	20	30	40	50
$1\cdot10^4$	1,13	1,07	1,03	1,00
$2\cdot10^4$	1,10	1,05	1,02	1,00
$5\cdot10^4$	1,08	1,04	1,02	1,00
$1\cdot10^5$	1,06	1,03	1,02	1,00
$1\cdot10^6$	1,03	1,02	1,01	1,00

Влияние начального участка учитывается особой поправкой $\varepsilon_l = \alpha_l / \alpha$, которая приводится в таблице 8.1. Из таблицы видно, что при отношениях $l/d \geq 50$ влияние начального участка трубы можно не учитывать.

8.6. Теплоотдача при поперечном обтекании труб

1 Одиночная труба. Рассмотрим сначала процесс теплоотдачи при обтекании поперечным потоком жидкости одиночной трубы. При таком обтекании (рисунок 8.2) значение коэффициента б по окружности трубы неодинаково.

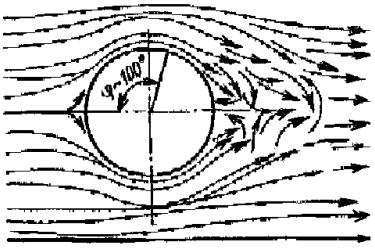


Рисунок 8.2. – Обтекание одиночной трубы поперечным потоком жидкости.

Максимальное значение его обычно бывает на лобовой части трубы (на рисунке – левой), когда ц = 0°. Минимальное значение коэффициент б имеет при угле ц ≈ 100°, затем в зоне образования вихрей б снова увеличивается вследствие лучшего перемешивания частиц обтекающей жидкости.

Обобщенные уравнения для определения среднего значения коэффициента теплоотдачи б по периметру трубы получаются из уравнения (8.11) путем исключения из него числа Грасгофа *Gr*, поскольку свободной конвекции жидкости при вынужденном обтекании трубы нет. Значения коэффициента *C* показателей степени *m* и *n* определены опытным путем. Таким образом, расчетными уравнениями для рассматриваемого случая конвективного теплообмена являются следующие:

при $Re_{d,ж} < 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}56\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}50}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0{,}36}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_c)^{0{,}25}; \quad (8.19)$$

при $Re_{d,ж} > 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}28\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}60}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0{,}36}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_c)^{0{,}25}. \quad (8.20)$$

Для воздуха оба эти уравнения упрощаются и принимают вид:

при $Re_{d,ж} < 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}49\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}50}; \quad (8.21)$$

при $Re_{d,ж} > 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}245\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}60}. \quad (8.22)$$

В уравнениях (8.19) – (8.22) определяющим размером является диаметр трубы. Все величины, входящие в эти уравнения, следует определять при средней температуре жидкости.

Расчетные уравнения (8.19) – (8.22) действительны только для круглых труб. Процесс теплоотдачи для труб других сечений (квадратных, овальных и др.) более сложен.

Кроме того, подсчитываемые по этим зависимостям значения коэффициента теплоотдачи б относятся к потоку жидкости, движущемуся перпендикулярно оси трубы. При уменьшении угла атаки ц коэффициент б уменьшается. (Углом атаки в данном случае является угол, образуемый линией направления потока и осью трубы.)

2 Пучки труб. Если в поперечном потоке жидкости расположена не одиночная труба, а пучок труб, то интенсивность теплоотдачи будет зависеть не только от факторов, влияющих на теплоотдачу одиночной трубы, но и от взаимного расположения труб в пучке.

В практических условиях обычно применяют коридорное и шахматное расположения труб в пучке (рисунок 8.3).

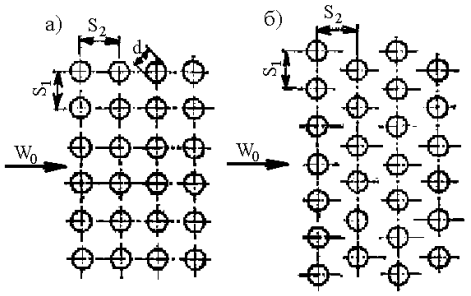


Рисунок 8.3. – Пучки труб с коридорным (а) и шахматным (б) расположением труб.

Характеристиками пучка являются отношения поперечного сечения S_1 и продольного S_2 шагов к диаметру труб, т.е. отношение S_1/d и S_2/d.

Теплоотдача в пучке во многом зависит также от движения жидкости. При ламинарном течении набегающего потока и при малом значении числа Рейнольдса ($Re_{d,ж} < 10^{3)}$ такой же характер режима движения может сохраниться и в потоке, движущемся в пучке. При $Re_{d,ж} \approx 10^3 – 10^5$ и ламинарном режиме движения набегающего потока в пучке образуется турбулентный режим, и, наконец, при $Re_{d,ж} > 10^5 – 2\cdot10^5$ турбулентный режим движения потока устанавливается не только внутри пучка, но и в набегающем потоке.

Таким образом, можно говорить о трех режимах обтекания поперечного пучка труб: ламинарном, смешанном и турбулентном.

В практических условиях типичным является смешанный режим ($Re = 10^3 – 10^5$), когда в набегающем потоке сохраняется ламинарное течение, которое в пучке переходит в турбулентный режим течения. В пучках с коридорным и шахматным расположением труб омывание первого ряда труб мало чем отличается от условий обтекания одиночной трубы, но в последующих рядах труб условия обтекания зависят и от их взаимного расположения. Шахматное расположение труб в пучке больше способствует турбулизации омывающего потока жидкости, чем коридорное, а следовательно, и улучшению теплоотдачи.

Однако независимо от порядка расположения труб (коридорное или шахматное) турбулизация потока в пучке увеличивается примерно только до третьего ряда, а дальше остается постоянной. В соответствии с этим и значение коэффициента теплоотдачи б увеличивается только от первого до третьего ряда труб, а, начиная с третьего ряда, принимает постоянное значение.

Если значение коэффициента теплоотдачи третьего ряда (и последующих рядов) $б_3$ принять за 1, то в шахматном пучке для первого и второго ряда труб коэффициент $б_1 = 0{,}6$ и $б_2 = 0{,}7$; при коридорном расположении труб $б_1 = 0{,}6$ и $б_2 = 0{,}9$.

Эти значения $б_1$ и $б_2$ являются приблизительными. Например, если режим течения уже в набегающем потоке турбулентный, то может оказаться, что $б_1 = б_2 = б_3 = \ldots = б_n$. Средние значения коэффициента теплоотдачи б по периметру трубы для одного ряда труб в зависимости от расположения их в пучке и от характера движения жидкости могут быть подсчитаны по следующим расчетным уравнениям:

а) коридорное расположение труб в пучке:

при $Re_{d,ж} < 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}56\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0,60}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,36}(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{c})^{0,25}; \quad (8.23)$$

при $Re_{d,ж} > 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}22\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0,65}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,36}(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{c})^{0,25}. \quad (8.24)$$

б) шахматное расположение труб в пучке:

при $Re_{d,ж} < 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}56\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0,50}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,36}(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{c})^{0,25}; \quad (8.25)$$

при $Re_{d,ж} > 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}40\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0,60}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,36}(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{c})^{0,25}. \quad (8.26)$$

Для воздуха расчетные уравнения следующие:

а) коридорное расположение труб в пучке:

при $Re_{d,ж} < 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}49\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}50}; \qquad (8.27)$$

при $Re_{d,ж} > 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}194\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}65}. \qquad (8.28)$$

б) шахматное расположение труб в пучке:

при $Re_{d,ж} < 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}49\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}50}; \qquad (8.29)$$

при $Re_{d,ж} > 10^3$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}35\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}60}. \qquad (8.30)$$

Уравнения (8.23) – (8.30) действительны для потока жидкости, направленного перпендикулярно трубам в пучке. Для иных углов атаки этот коэффициент уменьшается. Соответствующие значения поправки $е_ш$ в зависимости от угла атаки ш приводятся в таблице 8.2.

Таблица 8.2. – Поправка $е_ш$ в зависимости от угла атаки ш.

ш, °	90	80	70	60	50
$е_ш$	1,00	1,00	0,98	0,94	0,88
ш, °	40	30	20	10	
$е_ш$	0,78	0,67	0,52	0,42	

При расчетах теплоотдачи в пучках труб среднее значение коэффициента теплоотдачи $б_{пуч}$ для всего пучка, состоящего из n рядов, определяется по уравнению:

$$\alpha_{пуч} = \frac{\alpha_1 \cdot F_1 + \alpha_2 \cdot F_2 + \alpha_3 \cdot F_3 + \ldots + \alpha_n \cdot F_n}{F_1 + F_2 + F_3 + \ldots + F_n},$$

где F_1, F_2, F_3, ... F_n – суммарные площади поверхности нагрева труб соответственно в первом, втором и других рядах; $б_1$, $б_2$, $б_3$, … $б_n$ – коэффициенты теплоотдачи в трубах этих рядов.

8.7 Теплоотдача при естественной (свободной) конвекции

Свободное движение жидкости является следствием разности плотностей холодных (более тяжелых) и нагретых (более легких) частиц жидкости. При этом нагретые частицы поднимаются, а холодные опускаются, таким образом, получается естественная циркуляция жидкости.

Такая циркуляция используется для обогрева помещений отопительными приборами (например, батареями центрального отопления).

Для нахождения среднего значения коэффициента теплоотдачи при свободном движении жидкости в больших пространствах получены следующие обобщенные зависимости:

а) для ламинарного режима течения при горизонтальных трубах в пределах значения $10^3 < Gr_{d,ж} \cdot Pr_ж < 10^8$

$$Nu_{d,ж} = 0{,}50(Gr_{d,ж}\,\mathrm{Pr}_ж)^{0{,}25}(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0{,}25}; \qquad (8.31)$$

б) для ламинарного режима при вертикальных поверхностях труб, плоских стенок в пределах значения $10^3 < Gr_{h,ж} \cdot Pr_ж < 10^9$

$$Nu_{h,ж} = 0{,}76(Gr_{h,ж}\,\mathrm{Pr}_ж)^{0{,}25}(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0{,}25}; \qquad (8.32)$$

в) для турбулентного режима при вертикальных поверхностях труб, плоских стенок, когда $Gr_{h,ж} \cdot Pr_ж > 10^9$

$$Nu_{h,ж} = 0{,}15(Gr_{h,ж}\,\mathrm{Pr}_ж)^{0{,}33}(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0{,}25}. \qquad (8.33)$$

В уравнении (8.31) для горизонтальных труб характерным размером является $l_0 = d$, а в уравнениях (8.32) и (8.33) (для вертикальных и плоских станок) $l_0 = h$. Определяющая температура (во всех этих трех уравнениях) – температура окружающей среды $t_ж$.

8.8 Теплоотдача при кипении жидкости

Различает два режима кипения: *пузырьковый* и *пленочный*. Если температура поверхности теплообмена t_c выше температуры кипения t_s, на поверхности возникают пузырьки пара в так называемых центрах парообразования – неровностях самой стенки. При достижении определенных размеров, зависящих от смачивающей способности жидкости, пузырьки пара отрываются от поверхности и всплывают, а на их месте возникают новые пузырьки. При пузырьковом кипении движение пузырьков после отрыва их от обогреваемой поверхности, как и рост пузырьков до отрыва, приводит к интенсивной циркуляции и перемешиванию жидкости в пограничном слое и в результате усиливается теплоотдачи от поверхности стенки к жидкости.

При увеличении температурного напора Дt, равного разности $t_c - t_s$, увеличивается число центров парообразования и из пузырьков пара образуется сплошная пленка, представляющая большое термическое сопротивление теплоотдачи от стенки к жидкости. При этом, так называемом *пленочном режиме* кипения, увеличивается температурный напор и резко уменьшается коэффициент теплоотдачи.

Все это ухудшает условия отвода теплоты от греющей твердой стенки и может привести к перегреву и далее к пережогу ее. Поэтому теплообменные аппараты, в которых происходит процесс кипения рассчитываются так, чтобы кипение было пузырьковым. Переход от пузырькового кипения к пленочному называется *критическим*.

Для пузырькового режима кипения воды рекомендуются следующие эмпирические формулы для давлений в пределах 0,1 – 4 МПа:

$$a = 4{,}44 q^{0,7} p^{0,15}; \qquad (8.34)$$

$$a = 106 \Delta t^{2,33} p^{0,5}, \qquad (8.35)$$

где p – давление пара, МПа; Д$t = t_c - t_s$ – температурный напор, К; q – поверхностная плотность теплового потока, Вт/м^2; a – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К).

8.9 Теплоотдача при конденсации пара

Различают два вида конденсации: *капельный* и *пленочный*. При соприкосновении чистого пара со смачиваемой поверхностью охлаждения обязательно образуется пленочная конденсация. Капельная конденсация получается в двух случаях: если конденсирующая жидкость не смачивает поверхность охлаждения и если в конденсирующемся паре имеются примеси масла, керосина или каких-либо других веществ, которые, оседая на поверхности охлаждения, образуют участки, покрытые несмачиваемой пленкой. На таких участках теплоотдача от пара к поверхности теплообмена оказывается в 15 – 20 раз меньше, чем теплоотдача к чистой поверхности теплообмена. Вот почему необходимо стремиться к тому, чтобы пар, отработавший, например, в паровых турбинах или машинах, поступал в конденсатор чистым, без примесей, ухудшающих условия конденсации.

Расчет теплообменных устройств, в которых происходит конденсация паров, ведется в предположении что конденсация – пленочная.

Теплоотдача при пленочной конденсации может быть определена по уравнению Ньютона – Рихмана (8.1). Имея в виду, что плотность теплового потока $q = Q/F$, можно уравнение Ньютона – Рихмана представить в таком виде:

$$q = \alpha(t_{ж} - t_c).$$

Здесь среднее значение коэффициента б при конденсации пара на вертикальной станке или вертикальной трубе небольшой высоты может быть определено по формуле:

$$\alpha = 0{,}943 A \varepsilon_t / \sqrt[4]{h \Delta t} \; ; \qquad (8.36)$$

если же конденсация происходит на поверхности горизонтальной трубы, то

$$\alpha = 0{,}728 A \varepsilon_t / \sqrt[4]{d_н \Delta t} \; . \qquad (8.37)$$

где Дt = $t_ж$ – t_c – температурный напор, К; h – высота трубы или вертикальной стенки, м; A – поправка, учитывающая физические свойства жидкости. Значение A для воды приведены в таблице 8.3; $d_н$ – наружный диаметр трубы, м; e_t – поправка, учитывающая зависимость физических свойств жидкости от ее температуры. Значение e_t для воды приведены в таблице 8.4.

Таблица 8.3. – Поправка A для воды.

t_s, ˚С	100	120	150	180	210
$p_н$, МПа	0,101	0,199	0,476	1,00	1,91
$A \cdot 10^{-3}$	12,2	12,7	13,0	13,2	13,0
t_s, ˚С	250	280	310	340	
$p_н$, МПа	3,98	6,42	9,87	14,61	
$A \cdot 10^{-3}$	12,3	11,0	9,8	7,9	

Таблица 8.4. – Поправка e_t для воды.

Дt, К	p, МПа				
	0,1	0,5	1	10	15
10	0,985	0,990	0,990	1,01	1,02
20	0,967	0,982	0,985	1,01	1,03
50	0,900	0,950	0,960	1,02	1,04

Примеры решения типовых задач

Задача 8.1

Дано:
$d_1 = 1{,}5$ м
$d_2 = 0{,}15$ м
$w_1 = 4$ м/с

$w_2 - ?$

Необходимо изучить движение воздуха в трубе теплообменника, внутренний диаметр которой $d_1 = 1{,}5$ м, при скорости потока $w_1 = 4$ м/с. Для этого взята модель трубы $d_2 = 0{,}15$ м.

Какую скорость воздуха w_2 нужно создать в модели, чтобы осуществить в ней гидродинамическое подобие процесса?

Решение:

Поскольку процесс движения воздуха в модели должен быть гидродинамически подобен процессу в трубе, числа Рейнольдса должны быть в них равны, т.е. $Re_1 = Re_2$ или

$$w_1 l_{01} / \nu_1 = w_2 l_{02} / \nu_2 \, .$$

Определяющим линейными размерами здесь являются диаметры труб $l_{01} = d_1$ и $l_{02} = d_2$. Кроме того, $\nu_1 = \nu_2$ (в модели и трубе теплообменника протекает одна и та же жидкость – воздух с одними и теми же значениями коэффициентов кинематической вязкости), поэтому $w_1 d_1 = w_2 d_2$, откуда:

$$w_2 = w_1 d_1 / d_2 = 4 \cdot 1{,}5 / 0{,}15 = 40 \text{ м/с}.$$

Если ν жидкостей в модели и трубе теплообменника имеют разные значения ($\nu_1 \neq \nu_2$), то для сохранения гидродинамического подобия в новых условиях скорость жидкости в модели должна быть равна:

$$w_2 = w_1 d_1 \nu_2 / (d_2 \nu_1) = 40 \nu_2 / \nu_1 \text{ м/с}.$$

Задача 8.2

Дано:
b = 1 м
l = 1,2 м
w_0 = 8 м/с
t_c = 60 ˚С
$t_ж$ = 20 ˚С
б, Q – ?

Гладкая плита шириной b = 1 м и длиной l = 1,2 м обдувается воздухом со скоростью w_0 = 8 м/с.

Определить коэффициент теплоотдачи б и тепловой поток Q, если t_c = 60 ˚С и $t_ж$ = 20 ˚С.

Решение:

Определяем режим течения жидкости, для чего находим число Рейнольдса:

$$\mathrm{Re}_{l,ж} = \frac{w_0 l}{\nu_{ж}} = \frac{8 \cdot 1{,}2}{15{,}06 \cdot 10^{-6}} = 6{,}35 \cdot 10^5,$$

$\nu_ж$ = 15,06·10^{-6} м^2/с (таблица П6 Приложения).

В данном случае число Рейнольдса $Re_{l,ж} > 5 \cdot 10^5$, т.е. движение жидкости турбулентное. Поэтому расчет ведем по уравнению (8.16):

$$Nu_{l,ж} = 0{,}032\,\mathrm{Re}_{l,ж}^{0,8} = 0{,}032 \cdot (6{,}35 \cdot 10^5)^{0,8} = 1{,}42 \cdot 10^3.$$

Определим коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{Nu_{l,ж}\lambda}{l} = \frac{1{,}42 \cdot 10^3 \cdot 0{,}0259}{1{,}2} = 30{,}6 \text{ Вт/(м}^2\text{·К)},$$

л$_ж$ = 0,0259 Вт/(м·К) находим по $t_ж$ = 20 ˚С (таблица П6 Приложения).

Тепловой поток равен:

$$Q = \alpha \cdot F \cdot \Delta t = \alpha \cdot b \cdot l(t_c - t_{ж}) = 30{,}6 \cdot 1 \cdot 1{,}2 \cdot (60 - 20) = 1470 \text{ Вт} = 1{,}47 \text{ кВт}.$$

Задача 8.3

Дано:
d = 50 мм
l = 3 м
w_0 = 0,8 м/с
t_c = 70 ˚С
$t_ж$ = 50 ˚С
б – ?

По трубе внутренним диаметром d = 50 мм и длиной l = 3 м протекает вода со скоростью w_0 = 0,8 м/с.

Найти коэффициент теплоотдачи б, если средняя температура воды $t_ж$ = 50 ˚С, а температура стенки t_c = 70 ˚С.

Решение:

Определяем режим течения жидкости, для чего находим число Рейнольдса:

$$\mathrm{Re}_{d,ж} = \frac{w_0 l}{\nu_{ж}}.$$

Здесь w_0 = 0,8 м/с, $l_0 = d$ = 0,05 м. Для воды при $t_ж$ = 50 ˚С $\nu_ж$ = 0,556·10^{-6} м^2/с (таблица П7 Приложения).

Следовательно,

$$\mathrm{Re}_{d,ж} = \frac{0{,}8 \cdot 0{,}05}{0{,}556 \cdot 10^{-6}} \approx 7{,}2 \cdot 10^4.$$

Поскольку $Re_{d,ж} > 10^4$, то характер движения турбулентный.

Для нахождения б воспользуемся расчетным уравнением (8.18):

$$Nu_{d,ж} = 0{,}021\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0,8}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,43}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}.$$

Для воды $Pr_ж$ = 3,54 по $t_ж$ = 50 ˚С, Pr_c = 2,55 по t_c = 70 ˚С (таблица П7 Приложения):

$$Nu_{d,ж} = 0{,}021(7{,}2\cdot10^4)^{0{,}8}\,3{,}54^{0{,}43}\,(3{,}54/2{,}55)^{0{,}25} = 303.$$

Определим коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{Nu_{d,ж}\lambda_{ж}}{d} = \frac{303\cdot0{,}648}{0{,}05} = 3930 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}.$$

Здесь л$_ж$ = 0,648 Вт/(м·К) находим по $t_ж$ = 50 ˚С (таблица П7 Приложения).

В данном случае l/d >50, поэтому поправку на влияние длины трубы e_l не учитываем.

Задача 8.4

Дано:
$d_н$ = 20 мм
w_0 = 5 м/с
$t_ж$ = 30 ˚С
б – ?

Найти коэффициент теплоотдачи в поперечном потоке воздуха для трубки диаметром $d_н$ = 20 мм, если $t_ж$ = 50 ˚С и скорость воздуха w_0 = 5 м/с.

Решение:

Определяем значение *Re* по формуле (8.5). Определяющий размер при поперечном обтекании трубы $l_0 = d_н$.

Для воздуха температурой 30 ˚С кинематический коэффициент вязкости (из таблицы П6 Приложения) равен $\nu_ж = 16\cdot10^{-6}$ м^2/с, тогда

$$\mathrm{Re}_{d,ж} = \frac{w_0 l_0}{\nu_{ж}} = \frac{5\cdot0{,}02}{16\cdot10^{-6}} = 6{,}25\cdot10^3.$$

При таком значении $Re_{d,ж}$ для нахождения б воспользуемся расчетным уравнением (8.22):

$$Nu_{d,ж} = 0{,}245\,\mathrm{Re}_{d,ж}^{0{,}60} = 0{,}245(6{,}25\cdot10^3)^{0{,}60} = 46{,}5.$$

Следовательно,

$$\alpha = \frac{Nu_{d,ж}\lambda_{ж}}{d_н} = \frac{46{,}5\cdot0{,}0267}{0{,}02} = 62{,}1 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}.$$

Здесь значение л$_ж$ = 0,0267 Вт/(м·К) находим по $t_ж$ = 30 ˚С (таблица П6 Приложения).

Задача 8.5

Дано:
$d_н$ = 0,1 м
l = 10 м
t_c = 85 ˚С
$t_ж$ = 20 ˚С
б, Q – ?

Для отопления гаража используют трубу, в которой протекает горячая вода. Рассчитать коэффициент теплоотдачи и конвективный тепловой поток, если размеры трубы $d_н$ = 0,1 м, l = 10 м, а температура стенки трубы t_c = 85 ˚С и температура воздуха $t_ж$ = 20 ˚С.

Решение:

При $t_ж$ = 20 ˚С л$_ж$ = 0,0259 Вт/(м·К); $\nu_ж = 15{,}06\cdot10^{-6}$ м^2/с; $Pr_ж$ = 0,7; Pr_c = 0,7 (таблица П6 Приложения).

Определяем число Грасгофа по (8.8):

$$Gr = \beta g l_0^3 \Delta t / \nu^2 .$$

Здесь в $= 1/T_ж = 1/(20 + 273) = 3{,}4 \cdot 10^{-3}$ 1/К; $l_0 = d_н$, т.е.

$$Gr = \frac{3{,}4 \cdot 10^{-3} \cdot 9{,}81 \cdot (85 - 20) \cdot 0{,}1^3}{(15{,}06 \cdot 10^{-6})^2} = 9{,}55 \cdot 10^6.$$

$$Gr_{d,ж} \cdot \mathrm{Pr}_ж = 9{,}55 \cdot 10^6 \cdot 0{,}7 = 6{,}685 \cdot 10^6, \text{ т.е.}$$

$$10^3 < Gr_{d,ж} \cdot \mathrm{Pr}_ж < 10^8.$$

Подставляя эти значения в (8.31), получим:

$$Nu_{d,ж} = 0{,}5(Gr_{d,ж}\,\mathrm{Pr}_ж)^{0{,}25}(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0{,}25} = 0{,}5(Gr_{d,ж}\,\mathrm{Pr}_ж)^{0{,}25} = 0{,}5(6{,}685 \cdot 10^6)^{0{,}25} = 25{,}4.$$

Здесь $Pr_ж/Pr_с = 1$, т.к. $Pr_ж = Pr_с$.

Следовательно, т.к. $Nu_{d,ж} = \alpha \cdot d_н / \lambda_{ж}$,

$$\alpha = \frac{Nu_{d,ж}\lambda_{ж}}{d_н} = \frac{25{,}4 \cdot 0{,}0259}{0{,}1} = 6{,}58 \text{ Вт/(м}^2\text{·К)}.$$

$$Q = \alpha \cdot \pi \cdot d_н \cdot l(t_c - t_ж) = 6{,}58 \cdot 3{,}14 \cdot 0{,}1 \cdot 10 \cdot (85 - 20) = 1343 \text{ Вт}.$$

Задача 8.6

Дано:
P = 1 МПа
q = 1,5 МВт/м^2
б, Дt – ?

Определить коэффициент теплоотдачи и температурный напор при пузырьковом кипении воды и при давлении 1 МПа, если плотность теплового q = 1,5 МВт/м^2.

Решение:

По уравнению (8.34):

$$a = 4{,}44q^{0{,}7}p^{0{,}15} = 4{,}44(1{,}5 \cdot 10^6)^{0{,}7}1^{0{,}15} = 7{,}03 \cdot 10^4 \text{ Вт/(м}^2\text{·К)} = 70{,}3 \text{ кВт/(м}^2\text{·К)}.$$

Температурный напор Дt определяем из уравнения Ньютона – Рихмана:

$$q = \alpha(t_ж - t_c) = \alpha\Delta t ,$$

откуда

$$\Delta t = q/\alpha = 1{,}5 \cdot 10^3 / 70{,}3 = 21{,}3 \text{ К}.$$

Задача 8.7

Дано:
$d_н$ = 16 мм
$t_с$ = 80 ˚С
P = 0,1 МПа
б – ?

Определить средний коэффициент теплоотдачи при конденсации водяного пара атмосферного давления на поверхности горизонтальной трубы диаметром $d_н$ = 16 мм, если температура поверхности стенки трубы $t_с$ = 80 ˚С.

Решение:

Воспользуемся формулой (8.37):

$$\alpha = 0{,}728A\varepsilon_t / \sqrt[4]{d_н \Delta t} .$$

Значение поправок A и e_t находим по таблицам 8.3 и 8.4: $A = 12{,}2 \cdot 10^3$, e_t = 0,967 (при Д$t = t_s - t_с = 100 - 80 = 20$ ˚С).

При этих значениях A и e_t находим:

$$\alpha = 0{,}728 \cdot 12{,}2 \cdot 10^3 \cdot 0{,}967 / \sqrt[4]{16 \cdot 10^{-3} \cdot 20} = 11420 \text{ Вт/(м}^2\text{·К)} = 11{,}42 \text{ кВт/(м}^2\text{·К)}.$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 8.8

По трубе внутренним диаметром d = 16 мм и длиной l = 2,1 м течет горячая вода, отдающая теплоту через стенку трубы среде, омывающей трубу снаружи.

Расход воды через трубу $m^* = 9{,}1 \cdot 10^{-3}$ кг/с; температура воды на входе $t_{ж1}$ = 87,2 ˚С; температура воды на выходе $t_{ж2}$ = 29 ˚С; средняя температура стенки $t_с$ = 15,3 ˚С.

Вычислить значения критериев *Nu*, *Re*, *Pe*, приняв в качестве определяющей температуры среднеарифметическую температуру жидкости.

Ответ: *Nu* = 12; *Re* = 1470; *Pe* = 4620.

Задача 8.9

Тонкая пластина длиной l = 2 м и шириной b = 1,5 м обтекается продольным потоком воздуха. Скорость и температура набегающего потока равны соответственно w_0 = 3 м/с; $t_ж$ = 20 ˚С. Температура поверхности пластины $t_с$ = 90 ˚С.

Определить коэффициент теплоотдачи б и тепловой поток Q, отдаваемый пластиной воздуху.

Ответ: б = 4,87 Вт/(м^2·К); Q = 2050 Вт.

Задача 8.10

Рассчитать коэффициент теплоотдачи и тепловой поток от стенки трубы подогревателя воды. Длина трубы l = 2 м, внутренний диаметр d = 16 мм, скорость течения воды w_0 = 0,995 м/с, средняя температура воды $t_ж$ = 40 ˚С, а стенки трубы $t_с$ = 100 ˚С.

Ответ: б = 6,26 Вт/(м^2·К); Q = 37,8 кВт.

Задача 8.11

Определить коэффициент теплоотдачи в поперечном потоке воды для трубки $d_н$ = 20 мм, если $t_ж$ = 20 ˚С, $t_с$ = 40 ˚С и w_0 = 0,5 м/с,.

Ответ: б = 4,78 Вт/(м^2·К).

Задача 8.12

Определить потерю тепла путем конвекции вертикальным неизолированным паропроводом диаметром $d_н$ = 100 мм и высотой h = 4 м, если температура наружной стенки $t_с$ = 170 ˚С, температура среды (воздух) $t_ж$ = 30 ˚С.

Ответ: Q = 1,62 кВт.

Задача 8.13

Определить коэффициент теплоотдачи и температурный напор при пузырьковом кипении воды, если тепловая нагрузка поверхности нагрева $q = 2 \cdot 10^5$ Вт/м^2. Вода находится под давлением P = 0,2 МПа.

Ответ: б = 17,9 кВт/(м^2·К); Дt = 11,17 К.

Задача 8.14

На наружной поверхности горизонтальной трубы диаметром $d_н$ = 20 мм конденсируется сухой насыщенный водяной пар при давлении $P = 10^5$ Па. Температура поверхности трубы t_c = 90 ˚С.

Определить средний коэффициент теплоотдачи от пара к трубе.

Ответ: б = 12,68 кВт/(м^2·К).

Вопросы для самоподготовки

1 Что такое теплоотдача?

2 Закон Ньютона – Рихмана, коэффициент теплоотдачи, его размерность и физический смысл.

3 Какие встречаются режимы движения жидкости и их различие?

4 Какие условия лежат в основе теории подобия? Что такое числа (критерии) подобия?

5 Что определяют числа подобия *Nu*, *Re*, *Pr*, *Gr*?

6 Что такое определяющий размер, определяющая температура?

7 Обобщенное уравнение конвективного теплообмена.

8 От каких критериев зависит критерий *Nu* при вынужденном течении жидкости?

9 Как изменяется значение коэффициентов теплоотдачи по периметру одиночной трубы, обтекаемой поперечным потоком жидкости?

10 Какое расположение труб в пучках применяют в практических условиях и при каком из них интенсивнее теплоотдача?

11 От каких критериев зависит критерий *Nu* при естественной (свободной) конвекции?

12 Какие режимы кипения различают и при каком из них интенсивнее теплоотдача?

13 Какие виды конденсации различают и при каком из них интенсивнее теплоотдача?

9 Лучистый теплообмен

9.1 Описание процесса и основные определения

Тепловое излучение есть результат превращения внутренней энергии тел в энергию электромагнитных колебаний. При попадании тепловых лучей (волн) на другое тело их энергия частично поглощается им, снова прекращаясь во внутреннюю. Так осуществляется лучистый теплообмен между телами.

Тепловое излучение как процесс распространения электромагнитных волн характеризуется длиной волны л и частотой колебаний *v*. При этом волны распространяются со скоростью света $c = 3\cdot10^8$ м/с, а $v = c/$ л.

Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу, поэтому классификация излучения по длинам волн в зависимости от производимого ими эффекта носит лишь условный характер. При температурах, с какими обычно имеют дело в технике, основное количество энергии излучается при л от

0,8 до 80 мкм. Эти лучи принято называть *тепловыми* (*инфракрасными*). Большую длину имеют радиоволны, меньшую – волны видимого (светового) излучения (0,4 – 0,8 мкм).

Тепловой поток, излучаемый на всех длинах волн с единицы поверхности тела по всем направлениям, называется *поверхностной плотностью потока* интегрального излучения E, Вт/м^2.

Излучательная способность определяется природой данного тела и его температурой. Это – собственное излучение тела.

Поскольку свет и тепловое излучение имеют одинаковую природу, между ними много общего. Часть энергии излучения $E_{пад}$, падающей на тело (рисунок 9.1), поглощается (E_A), часть отражается (E_R) и часть проникает сквозь него (E_D). Таким образом,

$$E_A + E_R + E_D = E_{пад}. \qquad (9.1)$$

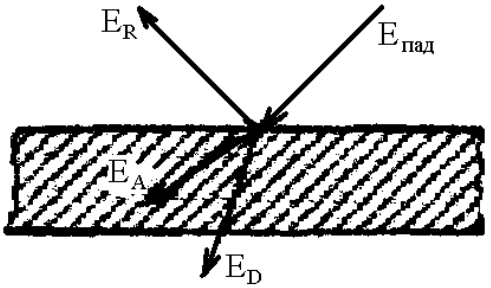


Рисунок 9.1. – Распределение энергии излучения, падающей на тело.

Это уравнение теплового баланса можно записать в безразмерной форме:

$$A + R + D = 1. \qquad (9.2)$$

Величина $A = E_A/E_{пад}$ называется *коэффициентом поглощения*, $R = E_R/E_{пад}$ – *коэффициентом отражения*, $D = E_D/E_{пад}$ – *коэффициентом пропускания*.

Тело, поглощающее все падающее на него излучение, называется *абсолютно черным*. Для этого тела A = 1. Тела, для которых коэффициент $0 < A < 1$ и не зависит от длины волны падающего излучения, называются *серыми*. Для *абсолютно белого тела* R =1, для *абсолютно прозрачного* D = 1.

Твердые и жидкие тела в большинстве излучают энергию всех длин воли в интервале от 0 до ∞, т.е. имеют сплошной спектр излучения (хотя наибольшее количество энергии испускается в пределах длин волн от 0,8 до 80 мкм). Чистые (неокисленные) металлы и газы характеризуются выборочным – *селективным излучением*, т.е. излучают энергию только определенных длин волн.

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

$$E_{эф} = E + RE_{пад}. \qquad (9.3)$$

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

9.2 Основные законы лучистого теплообмена

Закон Планка устанавливает распределение интенсивности излучения по различным участкам спектра длин волн л. Выделим участок dл в окрестности точки $л_i$ спектра (рисунок 9.2). В этом интервале длин волн излучается энергия dE. Величина $I_{лi} = dE/dл$ характеризует интенсивность излучения на данной длине волны $л_i$ и называется *спектральной плотностью потока излучения*.

Связь спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела $I_{0л}$ (в дальнейшем все характеристики абсолютно черного тела будем записывать с индексом «нуль») с длиной волны излучения л и абсолютной температурой тела была установлена в 1900 г. М. Планком:

$$I_{0\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{(e^{c_2/\lambda T} - 1)}. \qquad (9.4)$$

В этом выражении $c_1 = 3{,}74 \cdot 10^{-16}$ Вт/м^2 и $c_2 = 1{,}44 \cdot 10^{-2}$ м·К – постоянные излучения; e – основание натуральных логарифмов.

Графически закон Планка представлен на рисунке 9.2.

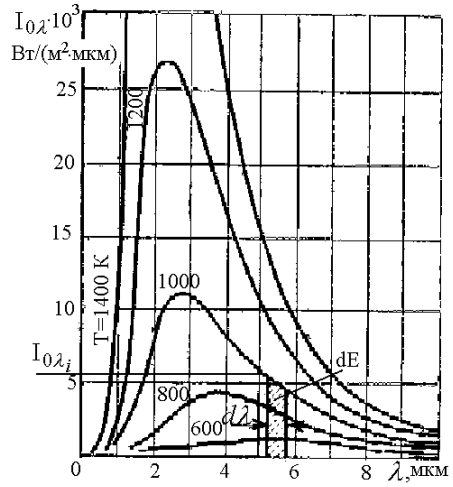


Рисунок 9.2. – Спектральная плотность потока излучения как функция длины волны при различных температурах.

Закон Вина. Из рисунка 9.2 и выражения (9.4) видно, что плотность потока излучения $I_{0л}$ возрастает от нуля при л = 0 до максимума при определенной длине волны $л_м$ и снова стремится к нулю при $л \to \infty$.

В. Вин в 1893 г. установил, что произведение $Тл_м$ есть величина постоянная:

$$Tл_м = 2{,}898\cdot10^{-3}\ м\cdot К. \qquad (9.5)$$

Из выражения (9.5) $л_м = 2{,}898/T\cdot10^3$ откуда следует, что с ростом температуры максимум излучения смещается в сторону коротких волн.

Закон Стефана – Больцмана. На рисунке 9.2 площадь заштрихованного прямоугольника, равная произведению $I_{0л}\cdot dл$, определяет поверхностную плотность потока излучения абсолютно черного тела $dE_0 = I_{0л}\cdot dл$ в диапазоне длин волн от $л_i$ до $л_i + dл$.

Поверхностная плотность потока интегрального излучения абсолютно черного тела E_0 определяется суммированием dE по всем длинам волн, т.е. площадью под кривой для данной температуры тела (рисунок 9.2):

$$E_0 = \int_0^\infty I_{0\lambda}\,d\lambda\,.$$

Подставив сюда $I_{0л}$ из формулы (9.4) и проведя интегрирование, получим выражение

$$E_0 = \sigma_0 T^4\,. \qquad (9.6)$$

Здесь $у_0 = 5{,}67\cdot10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана – Больцмана.

Формула (9.6) была получена опытным путем в 1879 г. И. Стефаном и теоретически обоснована в 1881 г. Л.Больцманом.

Для технических расчетов закон Стефана – Больцмана обычно записывают в виде:

$$E_0 = C_0\left(\frac{T}{100}\right)^4, \qquad (9.7)$$

где $C_0 = у_0\cdot10^8 = 5{,}67$ Вт/(м²·К⁴) называется *излучательной способностью абсолютно черного тела*.

Тела, с которыми мы имеем дело на практике, излучают меньше тепловой энергии, чем абсолютно черное тело при той же температуре. Если они излучают при этом во всем диапазоне спектра длин волн, они, как указано выше, называются серыми. Отношение поверхностной плотности потока собственного интегрального излучения E данного тела к поверхностной плотности потока интегрального излучения E_0 абсолютно черного тела при той же температуре называется степенью черноты:

$$е = E/E_0. \qquad (9.8)$$

Закон Стефана – Больцмана для реального тела:

$$E = \varepsilon\cdot E_0 = \varepsilon\cdot C_0(T/100)^4 = C(T/100)^4\,. \qquad (9.9)$$

Здесь $C = е\cdot C_0$ – *излучательная способность серого тела*, Вт/(м²·К⁴).

Степень черноты е меняется для различных тел от нуля до единицы в зависимости от материала, состояния поверхности, температуры.

Закон Кирхгофа устанавливает количественную связь между энергиями излучения и поглощения для серых и абсолютно черного тела.

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = ... = \frac{E_0}{1} = E_0 . \quad (9.10)$$

Эта зависимость, полученная Г. Кирхгофом в 1882 г., является общей записью закона.

В соответствии с законом Кирхгофа отношение энергии излучения к коэффициенту поглощения не зависит от природы тела и равно энергии излучения абсолютно черного тела при той же температуре. Чем больше коэффициент поглощения, тем больше для этого тела и энергия излучения. Если тело мало излучает, то оно мало и поглощает. Абсолютно белое тело не способно излучать и поглощать энергию.

Из закона Кирхгофа следует, что степень черноты е при одной и той же температуре равна коэффициенту поглощения A:

$$e = A. \quad (9.11)$$

Закон Ламберта. Закон Стефана – Больцмана определяет количество энергии, излучаемой телом по всем направлениям. Однако интенсивность зависит от его направления, определяемого углом ц, который оно образует с нормалью к поверхности. И. Ламбертом в 1760 г. было установлено, что максимальное излучение $E_н$ имеет место в направлении нормали к поверхности. Количество энергии ($E_ц$) излучаемой под углом ц к нормали, пропорционально косинусу угла ц:

$$E_ц = E_н \cdot \cos ц. \quad (9.12)$$

Отсюда видно, что интенсивность излучения вдоль поверхности (при ц = 90˚) равна нулю.

9.3 Теплообмен излучением системы тел в прозрачной среде

Рассмотрим теплообмен между двумя единичными (по 1 м^2) поверхностями, обращенными друг к другу с небольшим зазором (рисунок 9.3), причем $T_1 > T_2$. В этой системе E_1 – энергия собственного излучения первого тела на второе, E_2 – второго на первое. Проследим за расходованием: энергии собственного излучения 1-го тела. После попадания E_1 на второе тело часть ее E_1A_2 поглощается вторым телом, часть $E_1 - E_1A_2 = E_1 (1 - A_2)$ отражается снова на первое тело, где доля $E_1(1 - A_2)\cdot A_1$ отраженного излучения поглощается, а доля $E_1(1 - A_2)\cdot(1 - A_1)$ отражается на второе тело и так до бесконечности. Таким же образом можно проследить за расходованием энергии E_2 собственного излучения второго тела.

Чтобы не суммировать бесконечное количество постепенно затухающих потоков энергии, воспользуемся понятием эффективного излучения $E_{эф}$, представленного выражением (9.3). Для непрозрачного тела при D = 0 и R = 1 – A выражение (9.3) запишется в виде $E_{эф} = E + E_{пад}(1 - A)$.

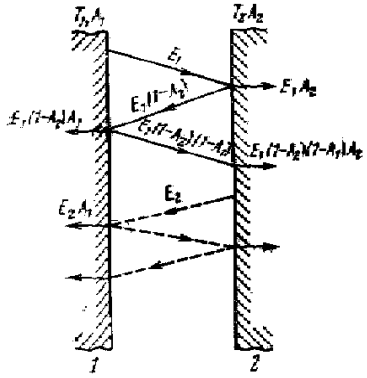


Рисунок 9.3. – Схема лучистого теплообмена между двумя телами.

Каждое из рассматриваемых тел имеет эффективное (полное) излучение, соответственно $E_{эф1}$ и $E_{эф2}$. Для первого тела $E_{эф2}$ является падающим излучением, поэтому

$$E_{эф1} = E_1 + E_{эф2}(1 - A_1). \quad (9.13)$$

Величина $E_{эф2}(1 - A_1)$ здесь автоматически учитывает бесконечную сумму отраженных первым телом потоков. Аналогично для второго тела

$$E_{эф2} = E_2 + E_{эф1}(1 - A_2). \quad (9.14)$$

Плотность результирующего теплового потока от первого тела на второе равна:

$$q_{1,2} = E_{эф1} - E_{эф2}. \quad (9.15)$$

Подставляя найденные из совместного решения уравнений (9.13) и (9.14) выражения $E_{эф1}$ и $E_{эф2}$ в (9.15) получаем:

$$q_{1,2} = \frac{A_2 E_1 - A_1 E_2}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2}. \quad (9.16)$$

Заменив величины E_1 и E_2 по формуле (9.9), получим:

$$q_{1,2} = \frac{1}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1} \times \times C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (9.17)$$

Величина

$$\frac{1}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1} = \varepsilon_{пр} \quad (9.18)$$

называется *приведенной степенью черноты*. С учетом $e_{пр}$ и выражения (9.17) формула для полного теплового потока записывается в виде:

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{пр} C_0 F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (9.19)$$

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

Из формулы (9.18) видно, что $e_{пр}$ меняется от нуля до единицы, оставаясь всегда меньше и e_1 и e_2.

На практике часто имеет место случай, когда одна поверхность находится внутри другой с большим зазором (рисунок 9.4). В отличие от теплообмена между близко расположенными поверхностями одинаковой величины здесь лишь часть излучения поверхности F_2 попадает на F_1. Остальная энергия воспринимается самой же поверхностью F_2. Количество излученной внутренним телом внешнему телу теплоты можно также определить по формуле (9.19), если вместо F подставить поверхность, меньшего тела F_1, а приведенную степень черноты определить по формуле:

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}. \quad (9.20)$$

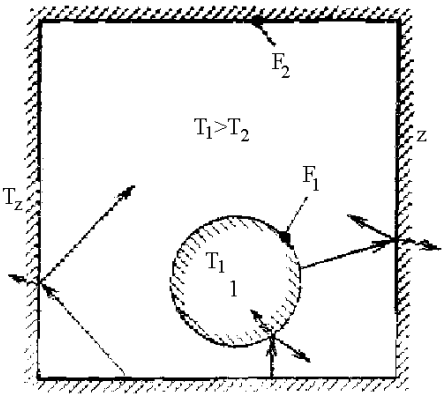


Рисунок 9.4. – Схема лучистого теплообмена между телами в замкнутом пространстве.

9.4 Излучение газов

Одноатомные и двухатомные газы считаются прозрачными, поскольку они обладают малой излучательной, а следовательно, и малой поглощательной способностью. Трехатомные (CO_2, H_2O, SO_2 значительными излучательной и поглощательной способностями, и их излучение играет большую роль как в топочных устройствах, где они образуются при сгорании топлива, так и в первых газохо-

и др.) и многоатомные газы обладают дах котельного агрегата, в которых они движутся при относительно высоких температурах. Спектры излучения трехатомных газов имеют резко выраженный селективный, т.е. избирательный, характер, так как они в отличие от серых тел поглощают и излучают энергию только в определенных интервалах длин волн, расположенных в различных частях спектра.

Расчет теплообмена излучением между газом и стенками канала, по которому движется газ, очень сложен: его выполняют с помощью графиков и таблиц [5, 6].

Коэффициент теплоотдачи излучением можно определить по формуле:

$$\alpha_л = \frac{\varepsilon_c' C_0}{T_г - T_c}\left[\varepsilon_г (T_г/100)^4 - \varepsilon_г' (T_c/100)^4\right], \quad (9.21)$$

где $б_л$ – коэффициент теплоотдачи излучением, Вт/(м^2·К); ε_c' – эффективная степень черноты поглощательных поверхностей, учитывающая излучение газов:

$$\varepsilon_c' = 0{,}5(\varepsilon_c + 1), \quad (9.22)$$

где ε_c – степень черноты поглощательных поверхностей; $\varepsilon_г$ – суммарная степень черноты газов:

$$\varepsilon_г \approx \varepsilon_{CO_2} + \beta\varepsilon_{H_2O}, \quad (9.23)$$

где ε_{CO_2} и ε_{H_2O} – степени черноты углекислого газа и водяных паров; $в$ – поправочный коэффициент, которым учитывается парциальное давление водяных паров; $\varepsilon_г'$ – суммарная степень черноты газа, определяемая по формуле (9.23) при температуре поглощательной поверхности; T_c – средняя температура поглощательной поверхности, К; $T_г$ – средняя температура газов, К, определяемая по формуле

$$T_г = 0{,}5(T_c' + T_c'') + \frac{(T_г' - T_c') - (T_г'' - T_c'')}{2{,}3\lg(T_г' - T_c')/(T_г'' - T_c'')}, \quad (9.24)$$

где T_c' и T_c'' – начальная и конечная температуры поглощательной поверхности стенки, К; $T_г'$ и $T_г''$ – начальная и конечная температуры газов, К.

Примеры решения типовых задач

Задача 9.1

Дано:
$C = 4{,}53$ Вт/(м^2·К^4)
$t_c = 1027$ ˚С

E, е, $л_м$ – ?

Определить поверхностную плотность потока излучения стенки с коэффициентом излучения C=4,53 Вт/(м^2·К^4), если температура излучающей поверхности стенки t_c = 1027 ˚С. Найти также степень черноты стенки и длину волны, соответствующей максимальному излучению.

Решение:

Поверхностную плотность потока излучения находим по закону Стефана – Больцмана для серого тела (9.9):

$$E = C(T/100)^4 = 4{,}53 \cdot (1300/100)^4 = 1{,}295 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2.$$

Здесь $T = t_c$ ˚С + 273 = 1027 + 273 = 1300 К.

Степень черноты определяем из формулы $C = \text{е} \cdot C_0$:

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0} = \frac{4{,}53}{5{,}67} \approx 0{,}8.$$

Здесь C_0 = 5,67 Вт/(м^2·К^4) – коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Длину волны л$_м$, соответствующую максимуму интенсивности излучения, находим из закона Вина (9.5):

$$л_м = 2{,}9/(Т\cdot 10^3) = 2{,}9/(1300\cdot 10^3) = 2{,}23\cdot 10^{-6} \text{ м} = 2{,}23 \text{ мкм}.$$

Задача 9.2

Дано:
d = 0,1 м
l = 10 м
t_1 = 85 ˚С
t_2 = 15 ˚С

$Q_{1,2}$ – ?

Рассчитать тепловой поток излучения от стальной окисленной трубы наружным диаметром d = 0,1 м, длиной l = 10 м, используемой для отопления гаража с температурой стен t_2 = 15 ˚С. Температура стенки трубы t_1 = 85 ˚С.

Решение:

Учитывая, что площадь поверхности трубы F_1 много меньше площади стен гаража F_2 из выражения (9.20) имеем е$_{пр}$ = е$_1$. Для окисленной стали согласно справочным данным [3] е$_1$ = 0,8. Тогда при площади трубы F_1 = р· d·l = 3,14·0,1·10 = 3,14 м^2 по формуле (9.19) получим:

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{пр} C_0 F\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] = 0{,}8\cdot 5{,}67\cdot 3{,}14\left[\left(\frac{358}{100}\right)^4 - \left(\frac{288}{100}\right)^4\right] = 1300 \text{ Вт}.$$

Здесь $T_1 = t_1$ ˚С + 273 = 85 + 273 = 358 К, $T_2 = t_2$ ˚С + 273 = 15 + 273 = 288 К.

Задачи для самостоятельного решения

Задача 9.3

Поверхность стального изделия имеет температуру t_c = 727 ˚С и степень черноты е$_c$ = 0,7.

Вычислить поверхностную плотность потока излучения и длину волны, которой будет соответствовать максимальное значение спектральной плотности потока излучения.

Ответ: E = 3,97·10^4 Вт/м^2, л$_м$ = 2,9 мкм.

Задача 9.3

Определить тепловой поток излучения между стенками сосуда Дюара, внутри которого хранится жидкий кислород, если на внутренней поверхности наружной стенки температура t_1 = 27 ˚С, а на наружной поверхности внутренней стенки температура t_2 = 183 ˚С. Стенка сосуда покрыта слоем серебра, степень черноты которого е$_1$ = е$_2$ = 0,02; площадь поверхности стенок $F_1 \approx F_2$ = 0,1 м^2.

Ответ: $Q_{1,2}$ = 0,396 Вт.

10 Теплопередача. Теплообменные аппараты

10.1 Теплопередача через стенки

1 Плоская стенка. Имеется однородная плоская стенка с коэффициентом

одну сторону стенки находится горячая среда с температурой $t_{ж1}$, по другую – хо-

теплопроводности л и толщиной д. По поверхностей стенки неизвестны, обозначим их t_{c1} и t_{c2} (рисунок 10.1). Значение коэффициента теплоотдачи на горячей стороне равно $б_1$, а на холодной – $б_2$.

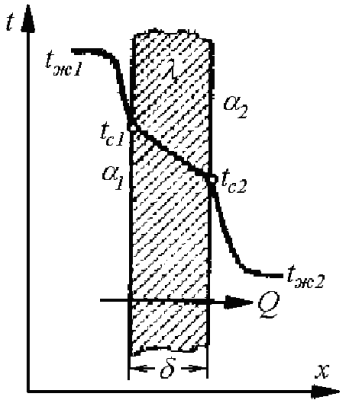


Рисунок 10.1 – Теплопередача через однослойную плоскую стенку, характер изменения температуры в теплоносителях и разделяющей их стенке.

При установившемся тепловом состоянии количество тепла, переданное от горячей жидкости к стенке, равно количеству тепла, переданному через стенку, и количеству тепла, отданному от стенки к холодной жидкости. Следовательно, для плотности теплового потока q можно написать три выражения:

$$\left.\begin{aligned} q &= \alpha_1(t_{ж1} - t_{c1}); \\ q &= (\lambda/\delta)(t_{c1} - t_{c2}); \\ q &= \alpha_2(t_{c2} - t_{ж2}). \end{aligned}\right\} \qquad (а)$$

Из этих уравнений определяются частные температурные напоры, а именно:

$$\left.\begin{aligned} t_{ж1} - t_{c1} &= q/\alpha_1; \\ t_{c1} - t_{c2} &= q\cdot\delta/\lambda\ ; \\ t_{c2} - t_{ж2} &= q/\alpha_2. \end{aligned}\right\} \qquad (б)$$

Складывая их, получаем полный температурный напор:

$$t_{ж1} - t_{ж2} = q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2), \qquad (в)$$

лодная с температурой $t_{ж2}$. Температуры из которого определяется значение плотности теплового потока

$$q = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}(t_{ж1} - t_{ж2}) = k(t_{ж1} - t_{ж2}). \qquad (10.1)$$

Здесь

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \qquad (10.2)$$

k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2·К). Он характеризует интенсивность процесса теплопередачи от одного теплоносителя к другому через разделяющую их плоскую стенку. Численное значение коэффициента теплопередачи равно тепловому потоку через 1 м^2 разделяющей их плоской стенки при разности температур теплоносителей 1 К.

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется полным термическим сопротивлением теплопередачи. Из (10.2) эта величина равна:

$$R = 1/k = 1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2. \qquad (г)$$

Из этого соотношения следует, что общее термическое сопротивление равно сумме частных:

$$R = R_{б1} + R_{л} + R_{б2},$$

где $R_{б1} = 1/б_1$ – частное термическое сопротивление теплоотдачи со стороны горячего теплоносителя; $R_{л} = д/л$ – частное термическое сопротивление теплопроводности стенки; $R_{б2} = 1/б_2$ – частное термическое сопротивление теплоотдачи со стороны холодного теплоносителя.

Для многослойной стенки, состоящей из n – слоев, (10.2) принимает вид:

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{n}\delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_2}, \qquad (10.3)$$

где $\sum_{i=1}^{n}\delta_i/\lambda_i$ - термическое сопротивление

теплопроводности всех слоев стенки.

2 Цилиндрическая стенка. Пусть имеется цилиндрическая трубчатая поверхность с внутренним диаметром d_1, внешним d_2 и длиной l. Стенка трубы однородна; ее коэффициент теплопроводности равен л. Внутри трубы горячая среда с температурой $t_{ж1}$, а снаружи – холодная с температурой $t_{ж2}$. Температуры поверхностей стенки неизвестны, обозначим их через t_{c1} и t_{c2} (рисунок 10.2). Со стороны горячей среды коэффициент теплоотдачи равен б$_1$, а со стороны холодной – б$_2$.

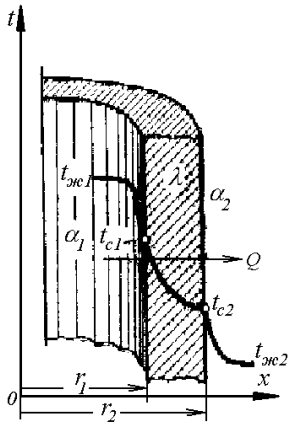


Рисунок 10.2. – Теплопередача через однослойную цилиндрическую стенку.

При установившемся тепловом состоянии системы количество тепла, отданное горячей и воспринятое холодной средой, одно и то же. Следовательно, можно написать:

$$\left.\begin{aligned} q_l &= \frac{Q}{l} = \alpha_1 \pi\ d_1 (t_{ж1} - t_{c1}); \\ q_l &= \frac{2\pi\lambda\ (t_{c1} - t_{c2})}{\ln \dfrac{d_1}{d_2}}; \\ q_l &= \alpha_2 \pi\ d_2 (t_{c2} - t_{ж2}). \end{aligned}\right\} \qquad (г)$$

Из этих соотношений определяем частные температурные напоры:

Складывая уравнения системы (д) получаем полный температурный напор:

$$t_{ж1} - t_{ж2} = \frac{q_l}{\pi}\left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}\right). \qquad (и)$$

Из (и) определяем значение линейной плотности теплового потока q_l:

$$q_l = \frac{\pi(t_{ж1} - t_{ж2})}{\dfrac{1}{\alpha_1 d_1} + \dfrac{1}{2\lambda}\ln\dfrac{d_2}{d_1} + \dfrac{1}{\alpha_2 d_2}} = k_l \pi (t_{ж1} - t_{ж2}), \qquad (10.4)$$

откуда линейный коэффициент теплопередачи (на 1 м длины трубы):

$$k_l = \frac{1}{\dfrac{1}{\alpha_1 d_1} + \dfrac{1}{2\lambda}\ln\dfrac{d_2}{d_1} + \dfrac{1}{\alpha_2 d_2}}. \qquad (10.5)$$

Обратная величина линейного коэффициента теплопередачи $1/k_l$ называется линейным термическим сопротивлением теплопередачи.

Из уравнения (10.5) имеем:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}.$$

Последнее означает, что полное сопротивление равно сумме частных – термического сопротивления теплопроводности стенки $\frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}$ и термических сопротивлений теплоотдачи $\frac{1}{\alpha_1 d_1}$ и $\frac{1}{\alpha_2 d_2}$. Значения t_{c1} и t_{c2} определяются из (д).

Для многослойной цилиндрической стенки, состоящей из n – слоев (10.5) принимает вид:

$$k_l = \frac{1}{\dfrac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^{n}\dfrac{1}{2\lambda_i}\ln\dfrac{d_{i+1}}{d_i} + \dfrac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}}.$$

$$\left.\begin{aligned} t_{ж1} - t_{c1} &= \frac{q_l}{\pi}\frac{1}{\alpha_1 d_1};\\ t_{c1} - t_{c2} &= \frac{q_l}{\pi}\frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1};\\ t_{c2} - t_{ж2} &= \frac{q_l}{\pi}\frac{1}{\alpha_2 d_2}. \end{aligned}\right\} \qquad (д) \qquad (10.6)$$

где $\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{2\lambda_i}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i}$ – линейное термическое сопротивление теплопроводности всех слоев стенки.

Расчетные формулы теплопередачи для труб довольно громоздки, поэтому при практических расчетах применяются некоторые упрощения. Если стенка трубы не очень толста, то вместо формулы (10.4) в расчетах применяется формула для плоской стенки (10.1) которая в этом случае (в применении к трубе длиной 1 м) принимает вид:

$$q_l = k\pi\, d_x(t_{ж1} - t_{ж2}) = \frac{\pi\, d_x(t_{ж1} - t_{ж2})}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{n}\delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_2}, \qquad (10.7)$$

где k – коэффициент теплопередачи для плоской стенки по (10.2); d_x – средний диаметр стенки; д – ее толщина, равная полуразности диаметров.

При этом если $d_1/d_2 > 0{,}5$, то погрешность расчета не превышает 4%. Эта погрешность снижается, если при выборе d_x соблюдать следующее правило:

1) если $б_1 >> б_2$, то $d_x = d_2$;

2; если $б_1 \approx б_2$, то $d_x = 0{,}5(d_1 + d_2)$;

3) если $б_1 << б_2$, то $d_x = d_1$;

т.е. при расчете теплопередачи по формуле (10.7) вместо d_x берется тот диаметр, со стороны которого коэффициент теплоотдачи имеет меньшее значение. Если же значения коэффициентов теплоотдачи $б_1$ и $б_2$ одного порядка, то d_x равно среднеарифметическому между внутренним (d_1) и внешним (d_2) диаметрами трубы. При проведении расчетов как по формуле (10.4), так и по формуле (10.7) всегда следует иметь в виду, что в целях упрощения расчета относительно малыми сопротивлениями можно и следует пренебрегать.

10.2 Теплообменные аппараты

Теплообменный аппарат (*теплообменник*) – это устройство, в котором осуществляется процесс передачи тепла от одного теплоносителя к другому.

1 Классификация теплообменных аппаратов. По принципу действия теплообменные аппараты могут быть разделены на рекуперативные, регенеративные и смесительные.

Рекуперативными называются такие аппараты, в которых тепло от горячего теплоносителя к холодному передается через разделяющую их стенку. Примером таких аппаратов являются паровые котлы, подогреватели, конденсаторы, радиаторы и др.

*Регенератив

кие аппараты, в которых одна и та же поверхность нагрева омывается то горячим, то холодным теплоносителем. При протекании горячей жидкости тепло воспринимается стенками аппарата и в них аккумулируется, при протекании холодной

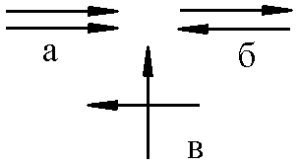


Рисунок 10.3. – Схемы движения нагревающейся и нагреваемой жидкостей в теплообменных аппаратах.

На этом рисунке направления движения жидкостей показаны стрелками. Так, схема на рисунке 10.3 а относится к случаю, когда нагревающая и нагреваемая жидкости движутся в одном направлении. Такое движение жидкости называется *прямотокам*. На рисунке 10.3 б показан *противоток*, когда нагревающая и нагреваемая жидкости движутся в противоположных направлениях. В некоторых аппаратах одна из жидкостей движется по трубкам, омываемым поперечным потоком другой жидкости. Такое движение называется перекрестным током (рисунок 10.3 в).

Несмотря на различия в принципе действия и конструктивном устройстве, основы теплового расчета одинаковы для всех теплообменных аппаратов.

2 Тепловой расчет теплообменных аппаратов. Тепловой расчет теплообменного аппарата может быть *конструкторским*, целью которого является определение поверхности теплообмена, и *поверочным*, при котором устанавливается режим работы аппарата и определяются конечные температуры теплоносителей.

В основу теплового расчета поверхностного теплообменного аппарата положены: 1) уравнение теплового баланса и 2) уравнение теплопередачи.

Тепловой поток в теплообменном аппарате может быть определен из уравнения теплового баланса как поток теплоты, отданный нагревающей жидкостью или воспринятый нагреваемой жидкостью. Для теплообменных аппаратов, работающих без изменения агрегатного состояния жидкостей, тепловой поток, Вт, определяется по уравнению

$$Q = m_1^* c_{p1}(t_1' - t_1'') = m_2^* c_{p2}(t_2'' - t_2'), \quad (10.10)$$

или

$$Q = m_1^*(h_1' - h_1'') = m_2^*(h_2'' - h_2'), \quad (10.11)$$

где m_1^* и m_2^* – массовые расходы нагревающей и нагреваемой жидкостей, кг/с; t_1' и t_1'' – начальная и конечная температуры нагревающей жидкости, ˚С; t_2' и t_2'' – начальная и конечная температуры нагреваемой жидкости, ˚С; c_{p1} и c_{p2} – удельные изобарные теплоемкости нагревающей и нагреваемой жидкостей в интервалах температур $t_1' - t_1''$ и $t_2' - t_2''$ соответственно, Дж/(кг·К); h_1' и h_1'' –начальная и конечная удельные энтальпии нагревающей жидкости, Дж/кг; h_2' и h_2'' – начальная и конечная удельные энтальпии нагреваемой жидкости, Дж/кг.

Уравнение теплопередачи для теплообменного аппарата имеет вид:

$$Q = kF\overline{\Delta t}, \quad (10.12)$$

где k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2·К); F – площадь поверхности нагрева теплообменного аппарата, м^2, $\overline{\Delta t}$ – средняя разность температур нагревающей и нагреваемой жидкостей, зависящая в основном от их начальных и конечных температур и схемы теплообмена (прямоточной, противоточной, перекрестной, смешанной и др.), ˚С.

Средняя разность температур. Если бы в теплообменном аппарате на всем пути движения нагревающей и нагреваемой жидкости разность температур

стью:

$$Q = m_1^* c_{p1}(t_1^{'} - t_1^{''}), \qquad (10.8)$$

или как поток теплоты, воспринятый нагреваемой жидкостью:

$$Q = m_2^* c_{p2}(t_2^{''} - t_2^{'}). \qquad (10.9)$$

различна. Обратимся к рисунку 10.4, на котором в координатной системе температура (по оси ординат) – площадь поверхности нагрева аппарата (по оси абсцисс) графически представлен характер изменения температур – нагревающей и нагреваемой жидкостей кривыми A_1B_1 и A_2B_2 соответственно. На рисунке 10.4 а показаны кривые для противотока, а на рисунке 10.4 б – для прямотока.

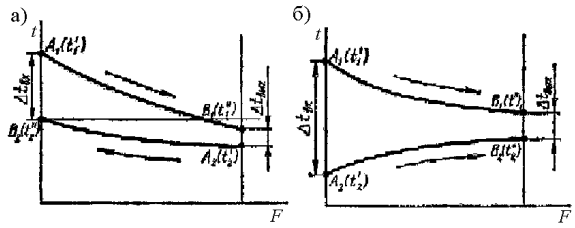


Рисунок 10.4. – Изменение температур нагревающей и нагреваемой жидкостей при противотоке (а) и при прямотоке (б) в осях $t - F$.

На рисунке видно, что как при противотоке, так и прямотоке разность температур $\Delta t_{вх} > \Delta t_{вых}$. Поэтому в расчеты, относящиеся к теплообмену, приходится вводить некоторую среднюю разность температур (средний перепад температур).

В тех случаях, когда соотношения температур при теплообмене для нагревающего и нагреваемого потоков жидкостей невелики (когда $t_1^{'}/t_1^{''} < 2$ и $t_2^{''}/t_2^{'} < 2$), линии A_1B_1 и A_2B_2 можно считать прямыми и в этом случае среднюю разность температур жидкостей, участвующих в теплообмене, можно вычислять как среднюю арифметическую разность температур:

$$\overline{\Delta t} = 0{,}5(t_1^{'} + t_1^{''}) - 0{,}5(t_2^{'} + t_2^{''}).$$

была одинаковой (что могло бы быть только при прямотоке), то в уравнении (10.12) вместо $\overline{\Delta t}$ можно было подставить величину Δt. Однако, в практических условиях так бывает только в отдельных, редких случаях, а как правило, разность температур Δt вдоль потоков жидкостей, участвующих в теплообмене

костей определяют как среднюю логарифмическую разность температур по формуле:

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t_{вх} - \Delta t_{вых}}{2{,}3\lg(\Delta t_{вх} / \Delta t_{вых})}, \qquad (10.13)$$

где $\Delta t_{вх}$, $\Delta t_{вых}$ – разность температур при входе и выходе, ˚С; для прямотока

$$t \qquad _1 \qquad ' \qquad (10.13\ а)$$

для противотока

$$\Delta t_{вх} = t_1^{'} - t_2^{''}; \quad \Delta t_{вых} = t_1^{''} - t_2^{'}. \qquad (10.13\ б)$$

В тепловых расчетах важное значение имеет понятие о так называемом водяном эквиваленте теплоносителя W, Вт/К; численная величина которого определяет собой количество воды, которое по теплоемкости пропорционально теплоемкости массового расхода рассматриваемого теплоносителя в единицу времени:

$$W = m^* c_p, \qquad (10.14)$$

где $m^* = \rho\, wF$ – массовый расход теплоносителя; c – плотность теплоносителя; w – скорость теплоносителя; F – сечение канала.

Если водяной эквивалент ввести в уравнение теплового баланса (10.10), то оно принимает вид:

$$Q = W_1\ (t_1^{'} - t_1^{''}) = W_2\ (t_2^{''} - t_2^{'}), \qquad (10.15)$$

откуда

$$\frac{t_1^{'} - t_1^{''}}{t_2^{''} - t_2^{'}} = \frac{\delta\ t_1}{\delta\ t_2} = \frac{W_2}{W_1}. \qquad (10.16)$$

В тех же случаях, когда приведенные выше соотношения температур больше 2, то для прямоточной и противоточной схем среднюю разность температур нагревающей и нагреваемой жидкостей можно заменить среднеарифметической. Последнее означает, что отношение изменения температур рабочих жидкостей обратно пропорционально отношению их водяных эквивалентов.

Примеры решения типовых задач

Задача 10.1

Дано:
$д_1 = 510$ мм
$л_1 = 0{,}8$ Вт/(м·К)
$д_2 = 50$ мм
$л_2 = 0{,}08$ Вт/(м·К)
$t_{ж1} = 18$ ˚С
$б_1 = 7{,}5$ Вт/(м^2·К)
$t_{ж2} = -30$ ˚С
$б_2 = 20$ Вт/(м^2·К)

q, t_{c1}, t_{c2} – ?

Определить тепловой поток через 1 м^2 кирпичной стены помещения, толщиной в два кирпича ($д_1 = 510$ мм) с коэффициентом теплопроводности $л_1 = 0{,}8$ Вт/(м·К). Стена покрыта снаружи слоем тепловой изоляции толщиной $д_2 = 50$ мм с коэффициентом теплопроводности $л_2 = 0{,}08$ Вт/(м·К). Температура воздуха в помещении $t_{ж1} = 18$ ˚С; коэффициент теплоотдачи к внутренней поверхности стенки $б_1 = 7{,}5$ Вт/(м^2·К); температура наружного воздуха $t_{ж2} = –30$ ˚С; коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности стены, обдуваемой ветром, $б_2 = 20$ Вт/(м^2·К).

Вычислить также температуры на поверхностях стенки t_{c1} и t_{c2}.

Решение:

Плотность теплового потока определяем по формуле:

$$q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{18 - (-30)}{\frac{1}{7{,}5} + \frac{0{,}51}{0{,}8} + \frac{0{,}05}{0{,}08} + \frac{1}{20}} = 33{,}2 \text{ Вт/м}^2.$$

Температуру на внутренней поверхности определяем из формулы:

$$q = \alpha_1 (t_{ж1} - t_{c1}),$$

следовательно,

$$t_{c1} = t_{ж1} - \frac{q}{\alpha_1} = 18 - \frac{33{,}2}{7{,}5} = 13{,}6 \text{ ˚С}.$$

Температуру на наружной поверхности определяем из формулы:

$$q = \alpha_2 (t_{c2} - t_{ж2}),$$

следовательно,

$$t_{c2} = t_{ж2} + \frac{q}{\alpha_2} = -30 + \frac{33{,}2}{20} = -28{,}3 \text{ ˚С}.$$

Задача 10.2

Дано:
$d_1 = 200$ мм
$л_1 = 40$ Вт/(м·К)
$d_2 = 216$ мм
$л_2 = 0{,}1$ Вт/(м·К)

Паропровод диаметром $d_2/d_1 = 216/200$ мм покрыт слоем совелитовой изоляции толщиной 120 мм, коэффициент теплопроводности $л_2 = 0{,}1$ Вт/(м·К). Температура пара $t_{ж1} = 300$ ˚С и окружающего воздуха $t_{ж2} = 25$ ˚С. Кроме того, задано, что $л_1 = 40$ Вт/(м·К), $б_1 = 100$ Вт/(м^2·К) и

д = 120 мм
$t_{ж1}$ = 300 ˚С
$б_1$ = 100 Вт/(м^2·К)
$t_{ж2}$ = 25 ˚С
$б_2$ = 8,5 Вт/(м^2·К)

k_l, q_l, $t_{с3}$ – ?

$б_2$ = 8,5 Вт/(м^2·К). Требуется определить линейный коэффициент теплопередачи k_l, линейную плотность теплового потока q_l и температуру на наружной поверхности изоляции $t_{с3}$.

Решение:

Согласно условию задачи d_1 = 0,2 м; d_2 = 0,216 м; $d_3 = d_2 + 2д = 0,216 + 2\cdot0,12 = 0,456$ м.

Далее на основании (10.6) имеем:

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}} =$$

$$= \frac{1}{\frac{1}{100\cdot0,2} + \frac{1}{2\cdot40}\ln\frac{0,216}{0,2} + \frac{1}{2\cdot0,1}\ln\frac{0,456}{0,216} + \frac{1}{8,5\cdot0,456}} = 0,248 \text{ Вт/(м·К)}.$$

На основании (10.4):

$$q_l = k_l\pi(t_{ж1} - t_{ж2}) = 0,248\cdot3,14(300-25) = 214 \text{ Вт/м}.$$

Линейная плотность теплового потока q_l, передаваемого от наружной поверхности изоляции в окружающую среду, определяется по формуле:

$$q_l = \alpha_2\pi\, d_3(t_{с3} - t_{ж2}),$$

отсюда

$$t_{с3} = t_{ж2} + \frac{q_l}{\pi}\frac{1}{\alpha_2 d_3} = 25 + \frac{214}{3,14}\frac{1}{8,5\cdot0,456} = 42,58 \text{ ˚С}.$$

Задача 10.3

Дано:
m_1^* = 275 кг/ч
t_1' = 120 ˚С
t_1'' = 50 ˚С
c_{p1} = 3,05 кДж/(кг·К)
c_{p2} = 4,19 кДж/(кг·К)
t_2' = 10 ˚С
m_2^* = 1100 кг/ч
k = 1000 Вт/(м^2·К)

$F_{прям}$, $F_{прот}$ – ?

В холодильной установке необходимо охлаждать жидкость, расход которой m_1^* = 275 кг/ч от t_1' = 120 ˚С до t_1'' = 50 ˚С. Теплоемкость жидкости c_{p1} = 3,05 кДж/(кг·К). Для охлаждения используется вода с t_2' = 10 ˚С. Расход охлаждающей воды m_2^* = 1100 кг/ч, ее теплоемкость c_{p2} = 4,19 кДж/(кг·К). Определить поверхность нагрева при прямотоке и противотоке, если k = 1000 Вт/(м^2·К).

Решение:

Рассчитываем водяные эквиваленты W_1 и W_2:

$$W_1 = m_1^* c_{p1} = \frac{275}{3600}\cdot3,05 = 0,21 \text{ кВт/К};$$

$$W_2 = m_2^* c_{p2} = \frac{1100}{3600} \cdot 4{,}19 = 1{,}28 \text{ кВт/К}.$$

Подставляя их значения в (10.16), получаем конечную температуру воды:

$$t_2'' = t_2' + (t_1' - t_1'')\frac{W_1}{W_2} = 10 + (120 - 50) \cdot \frac{0{,}21}{1{,}28} = 21{,}5 \text{ }^\circ\text{C}.$$

По формуле (10.13) определяем среднюю логарифмическую разность температур при прямотоке [$\Delta t_{вх}$ и $\Delta t_{вых}$ по (10.13 а)]:

$$\overline{\Delta t}_{прям} = \frac{(t_1' - t_2') - (t_1'' - t_2'')}{2{,}3 \lg \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''}} = \frac{(120 - 10) - (50 - 21{,}5)}{2{,}3 \lg \frac{120 - 10}{50 - 21{,}5}} = 59 \text{ }^\circ\text{C}.$$

При противотоке [$\Delta t_{вх}$ и $\Delta t_{вых}$ по (10.13 б)]:

$$\overline{\Delta t}_{прот} = \frac{(t_1' - t_2'') - (t_1'' - t_2')}{2{,}3 \lg \frac{t_1' - t_2''}{t_1'' - t_2'}} = \frac{(120 - 21{,}5) - (50 - 10)}{2{,}3 \lg \frac{120 - 21{,}5}{50 - 10}} = 65{,}2 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Тепловой поток определяем по (10.8):

$$Q = m_1^* c_{p1}(t_1' - t_1'') = W_1(t_1' - t_1'') = 0{,}21(120 - 50) = 14{,}7 \text{ кВт}.$$

Имея значения Q и $\overline{\Delta t}$, определяем поверхность теплообмена при прямотоке, используя уравнение теплопередачи (10.12):

$$F_{прям} = \frac{Q}{k\overline{\Delta t}_{прям}} = \frac{14{,}7}{1 \cdot 59} = 0{,}25 \text{ м}^2;$$

при противотоке

$$F_{прот} = \frac{Q}{k\overline{\Delta t}_{прот}} = \frac{14{,}7}{1 \cdot 65{,}2} = 0{,}225 \text{ м}^2.$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 10.4

Определить потерю тепла через 1 м^2 кирпичной обмуровки котла толщиной д$_1$ = 250 мм и температуры на поверхностях, если температура газов $t_{ж1}$ = 600 ˚С, температура воздуха $t_{ж2}$ = 30 ˚С, б$_1$ = 20 Вт/(м^2·К), б$_2$ = 8 Вт/(м^2·К) и л = 0,7 Вт/(м·К).

Ответ: q = 1065 Вт/м^2, $t_{с1}$ = 547 ˚С, $t_{с2}$ = 163 ˚С.

Задача 10.5

Определить тепловые потери с 1 м трубопровода диаметром d_2/d_1 = 165/150, если трубопровод покрыт слоем изоляции толщиной д$_2$ = 60 мм с коэффициентом теплопроводности л$_2$ = 0,15 Вт/(м·К). Коэффициент теплопроводности материала трубы л$_1$ = 50 Вт/(м·К). Коэффициент теплоотдачи от воды к стенке трубы б$_1$ = 1000 Вт/(м^2·К) и от трубы к окружающему воздуху б$_2$ = 8 Вт/(м^2·К). Определить также температуры на внешней поверхности трубы $t_{с2}$ и на внешней поверхности изоляции $t_{с3}$.

Ответ: q_l = 145 Вт/м, $t_{с1}$ = 89,9 ˚С, $t_{с2}$ = 5,3 ˚С.

Задача 10.6

Определить площадь поверхности нагрева водяного экономайзера при прямотоке и

противотоке, если известны следующие величины: температура газов на входе $t_1^{'}$ = 420 ˚С; расход газов m_1^* = 220 кг/ч; теплоемкость газов c_{p1} = 1,045 кДж/(кг·К); температура воды на входе $t_2^{'}$ = 105 ˚С; расход воды m_2^* = 120 т/ч; теплоемкость воды c_{p2} = 4,19 кДж/(кг·К); тепловой поток Q = 13,5 МВт; коэффициент теплопередачи от газов к воде k = 79 Вт/(м^2·К).

Ответ: $F_{прям}$ = 1930 м^2, $F_{прот}$ = 1000 м^2.

Вопросы для самоподготовки

1 Природа лучистой энергии. Как различаются лучи между собой?

2 Что называется коэффициентом поглощения, отражения, пропускания?

3 Что называется эффективным излучением тела?

4 Основные законы лучистого теплообмена: Планка, Вина, Стефана – Больцмана, Кирхгофа, Ламберта.

5 Серые тела. Что называется степенью черноты?

6 Лучистый теплообмен между параллельными пластинами.

7 Теплообмен излучением между телами в замкнутом пространстве.

8 Какие газы обладают свойством излучать?

9 Коэффициент теплоотдачи при излучении.

10 Что называется теплопередачей?

11 Коэффициент теплопередачи через плоскую стенку, его размерность и физический смысл.

12 Что называется полным термическим сопротивлением теплопередачи и из каких величин оно складывается?

13 Линейный коэффициент теплопередачи через цилиндрическую стенку, его размерность, физический смысл.

14 Что называется полным линейным термическим сопротивлением теплопередачи и из каких величин оно складывается?

15 Почему для цилиндрической стенки тепловой поток относят к единице длины трубы, а не к одному м^2 поверхности как для плоской стенки?

16 Что называется теплообменным аппаратом? Их классификация по принципу действия.

17 По каким схемам осуществляется движение жидкостей в поверхностных теплообменниках?

18 Основные расчетные уравнения теплообменных аппаратов: уравнение теплового баланса и уравнение теплопередачи.

19 Как определяется средняя арифметическая и средняя логарифмическая разность температур?

20 Что такое водяной эквивалент?

21 Графики изменения температур жидкостей в теплообменнике при прямотоке и противотоке.

11 Теплоснабжение

11.1 Принципы и схемы теплоснабжения промышленных предприятий

Теплоснабжение промышленных предприятий – снабжение теплотой с помощью теплоносителя систем отопления, вентиляции, горячего водоснабжения промышленных зданий и технологических потребителей.

Система теплоснабжения – совокупность устройств, являющихся источниками теплоты, тепловых сетей, систем распределения и использования (абонентских вводов и потребителей теплоты).

Системы теплоснабжения создают с учетом вида и параметров теплоносителя, максимального часового расхода теплоты, изменения потребления теплоты во времени (в течение суток, года), а также с учетом способа использования теплоносителя потребителями.

В системах теплоснабжения используются следующие источники теплоты: ТЭЦ, КЭС (см. п.6.4.5), районные котельные (централизованные системы); групповые (для группы предприятий, жилых кварталов) и индивидуальные котельные.

В зависимости от рода теплоносителя системы теплоснабжения делят на *водяные* (преимущественно для теплоснабжения сезонных потребителей теплоты и горячей воды) и *паровые* (в основном для технологического теплоснабжения, когда необходим высокотемпературный теплоноситель).

Практика теплоснабжения показала ряд преимуществ воды, как теплоносителя, по сравнению с паром: температура воды в системах теплоснабжения изменяется в широких пределах (300 – 470 К), более полно используется теплота на ТЭЦ, отсутствуют потери конденсата, меньше потери теплоты в сетях, теплоноситель обладает теплоаккумулирующей способностью. Вместе с тем водяные системы теплоснабжения имею следующие недостатки: требуется значительный расход электроэнергии на перекачку воды; имеется возможность утечки воды из системы при аварии; большая плотность теплоносителя и жесткая гидравлическая связь между участками системы обусловливают возможность появления механических повреждений системы в случае превышения допустимого давления; температура воды может оказаться ниже заданной по технологическим условиям.

Пар имеет постоянное давление 0,2 – 4 МПа и соответствующую (для насыщенного пара) температуру, а также затрат по сравнению с водяными системами теплоснабжения.

В народном хозяйстве страны используется значительное количество различных типов систем теплоснабжения. По способу подачи теплоносителя системы теплоснабжения подразделяют на *закрытые*, в которых теплоноситель не расходуется и не отбирается из сети, а используется только для транспортирования теплоты, и *открытые*, в которых теплоноситель полностью или частично отбирается из сети потребителями.

Закрытые водяные системы характеризуются стабильностью качества теплоносителя, поступающего к потребителю (качество воды как теплоносителя соответствует в этих системах качеству водопроводной воды); простотой санитарного контроля установок горячего водоснабжения и контроля герметичности системы. К недостаткам таких систем относятся сложность оборудования и эксплуатации вводов к потребителям; коррозия труб из-за поступления недеаэрированной водопроводной воды, возможность выпадения накипи в трубах.

В открытых водяных системах теплоснабжения можно применять *однотрубные* схемы с низкопотенциальными тепловыми ресурсами; они имеют более высокую долговечность оборудования вводов к потребителям. К недостаткам открытых водяных систем следует отнести необходимость увеличения мощ-

большую (в несколько раз), по сравнению с водой, удельную энтальпию. При выборе в качестве теплоносителя пара или воды учитывается следующее. При транспортировании пара имеют место большие потери давления и теплоты, поэтому паровые системы, целесообразны в радиусе 6 – 15 км, а водяные системы теплоснабжения имеют радиус действия 30 – 60 км. Эксплуатация протяженных паропроводов очень сложна (необходимость сбора и перекачки конденсата, и др.). Кроме того, паровые системы имеют более высокую удельную стоимость сооружений паропроводов, паровых котлов, коммуникаций и эксплуатационных за-

По числу параллельно проложенных паропроводов паровые системы бывают *однотрубные* и *двухтрубные*. В первом случае пар при одинаковом давлении к потребителям подается по общему паропроводу, что позволяет осуществлять теплоснабжение, если тепловая нагрузка остается постоянной в течение года и допустимы перерывы в подаче пара. При двухтрубных системах необходимо бесперебойное снабжение абонентов паром различного давления при переменных тепловых нагрузках,

По способу обеспечения тепловой энергией системы могут быть *одноступенчатыми* и *многоступенчатыми* (рисунок 11.1).

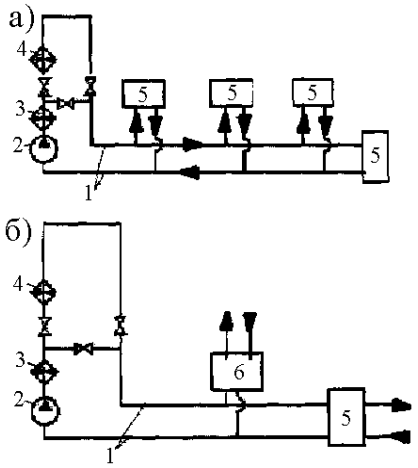


Рисунок 11.1. – Схемы системы теплоснабжения: а – одноступенчатая; б – двухступенчатая; 1 – тепловая сеть; 2 – сетевой насос; 3 – теплофикационный подогреватель; 4 – пиковый котел; 5 – ности водоподготовительных установок, рассчитываемых на компенсацию расходов воды, отбираемой из системы; нестабильность санитарных показателей воды, усложнение санитарного контроля и контроля герметичности системы.

В зависимости от числа трубопроводов (теплопроводов), передающих теплоноситель в одном направлении, различают *однотрубные* и *многотрубные* системы теплоснабжения. В частности, водяные системы теплоснабжения делятся на одно- двух-, трех- и многотрубные, причем по минимальному числу труб могут быть *открытая однотрубная система* и *закрытая двухтрубная.*

ми. Они оборудуются подогревателями, насосами, арматурой, контрольно-измерительными приборами. Кроме того, на таких пунктах иногда осуществляются очистка и перекачка конденсата. Предпочтение отдают схемам с центральными тепловыми пунктами 1, обслуживающими группы зданий (рисунок 11.2.).

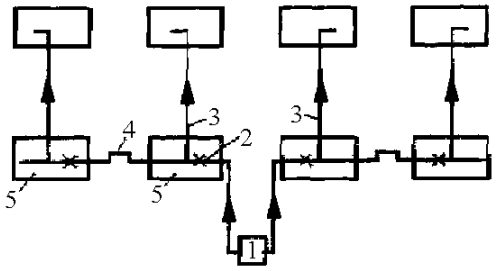


Рисунок 11.2. – Схема системы теплоснабжения с центральным тепловым пунктом: 1 – центральный тепловой пункт; 2 – неподвижная опора; 3 – тепловая сеть; 4 – П-образный конденсатор; 5 – здание.

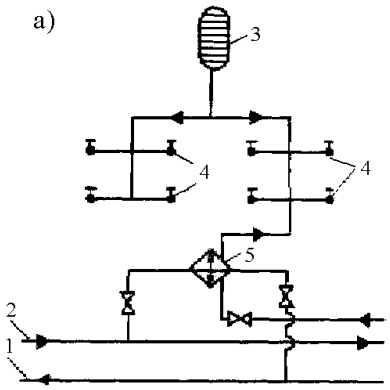
При многоступенчатых системах теплоснабжения существенно снижаются затраты на их сооружение, эксплуатацию и обслуживание в связи с уменьшением (по сравнению с одноступенчатыми системами) числа местных подогревателей, насосов, регуляторов температуры и пр.

Системы теплоснабжения играют значительную роль в нормальном функционировании предприятий промышленности. Они имеют ряд специфических особенностей. Двухтрубные закрытые во-

местный тепловой пункт; 6 – центральный тепловой пункт.

В одноступенчатых схемах потребители теплоты присоединяются непосредственно к тепловым сетям при помощи местных или индивидуальных тепловых пунктов 5. В многоступенчатых схемах между источниками теплоты и потребителями размещают центральные 6 тепловые (или контрольно-распределительные) пункты. Эти пункты предназначены для учета и регулирования расхода теплоты, ее распределения по местным системам потребителей и приготовления теплоносителя с требуемыми параметра-

В открытых системах теплоснабжения (рисунок 11.3. б) для горячего водоснабжения непосредственно используется вода., полностью отработанная (деаэрированная, умягченная) на ТЭЦ, в связи с чем системы водоподготовки и контроля усложняются, повышается их стоимость. Вода в двухтрубной системе горячего водоснабжения с циркуляционной линией (от ТЭЦ или котельной) подается по теплопроводу 2, а обратная – по теплопроводу 1. Вода по трубе поступает в смеситель 6, а от него к аккумулятору 3 и через краны 4 к потребителям теплоты. Для исключения возможности попадания воды из подающего трубопровода 2 непосредственно в обратный теплопровод 1 по трубе 8 предусмотрен обратный клапан 7.



дяные системы горячего водоснабжения с водоподогревателем (рисунок 11.3. а) широко распространены при теплоснабжении однородных потребителей (систем отопления, вентиляции, работающих по одинаковым режимам и др.). К потребителям теплоты вода направляется по подающему трубопроводу 2, она подогревает водопроводную воду в теплообменнике 5 и после охлаждения по обратному трубопроводу 1 поступает на ТЭЦ или в котельную. Подогретая водопроводная вода поступает к потребителям через краны 4 и в аккумулятор 3 подогретой воды, предназначенный для сглаживания колебаний расхода воды.

циальное устройство – конденсатоотводчик 4 (обеспечивает пропуск только конденсата) попадает в бак 5, из которого конденсатным насосом 6 возвращается к источнику теплоты по трубе 1. Если в паропроводе давление ниже требуемого технологическими потребителями, то в ряде случаев оказывается эффективным применение компрессора 7.

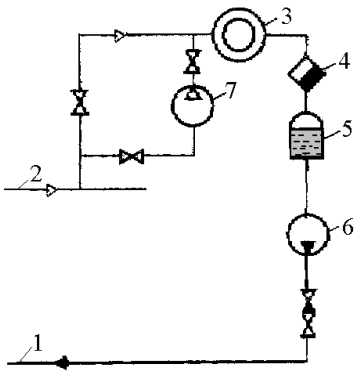


Рисунок 11.4. – Паровая система теплоснабжения.

Конденсат может не возвращаться к источнику теплоты., а использоваться потребителем. Схема тепловой сети в подобных случаях упрощается, однако на ТЭЦ или в котельной возникает дефицит конденсата, для устранения которого необходимы дополнительные затраты. Система горячего водоснабжения может иметь струйный подогреватель (рисунок 11.5.). Водопроводная вода, по магистрали 2 подается к подогревателю 3 к далее в расширительный бак-аккумулятор 4. В

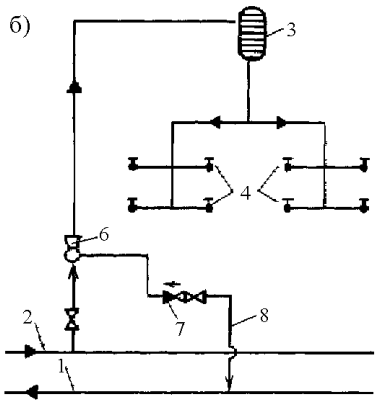


Рисунок 11.3. – Двухтрубная водяная система горячего водоснабжения: а – закрытая с подогревателем воды; б – открытая.

В паровой схеме теплоснабжения с возвратом конденсата (рисунок 11.4.) пар от ТЭЦ или котельной поступает по паропроводу 2 к потребителям теплоты 3 и конденсируется. Конденсат через спе-

Тепловые схемы систем теплоснабжения разрабатываются с учетом требований технологии производства, при условии наиболее полного использования теплоты и обеспечения охраны окружающей среды.

Основные расчетные формулы

Тепловой поток, передаваемый по водяному теплопроводу:

а) при закрытой схеме теплоснабжения

$$Q = m^* c_p(\phi_1 - \phi_2), \text{ кВт}; \quad (11.1)$$

б) при открытой схеме теплоснабжения

$$Q = m_1^* c_p(\phi_1 - t_x) - m_2^* c_p(\phi_2 - t_x), \text{ кВт}. \quad (11.2)$$

этот же бак из паропровода 1 через вентиль 6 поступает пар, что обеспечивает дополнительный подогрев воды при барботаже пара. Из бака 4 вода направляется к потребителям теплоты 5.

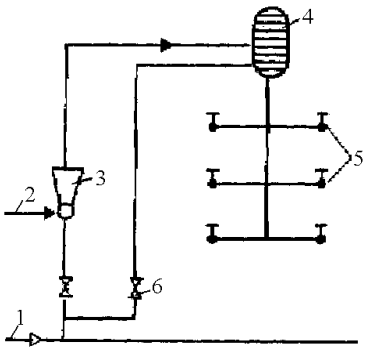


Рисунок 11.5. – Схема теплоснабжения с эжектором.

Тепловой поток, передаваемый по паропроводу при неполном возврате конденсата:

$$Q = m^*(h - c_p t_x) - m_к^* c_p(t_к - t_x), \text{ кВт}. \quad (11.3)$$

здесь m^* – расход теплоносителя, кг/с; m_1^*, m_2^* – расходы воды в подающем и обратном (при движении воды в сторону ТЭЦ) трубопроводах, кг/с; $m_к^*$ – количество возвращаемого конденсата, кг/с; c_p – массовая изобарная теплоемкость воды, кДж/(кг·К); ϕ_1, ϕ_2 – температура сетевой воды в подающем и обратном трубопроводах, ˚С; h – энтальпия пара, кДж/кг; t_x – температура холодной воды, ˚С; $t_к$ – температура конденсата, ˚С.

11.2 Тепловой расчет теплотрасс

Термическое сопротивление теплопроводов. Транспортные потери тепла зависят от конструкции тепловой изоляции и способов прокладки теплопроводов. Полное термическое сопротивление изолированного теплопровода, уложенного в канале, складывается из термиче-

При прокладке теплопроводов на открытой площадке или в закрытом помещении полное термическое сопротивление теплопередачи от теплоносителя к окружающему воздуху определяется суммой:

ских сопротивлений: 1) теплоотдачи от теплоносителя к внутренней поверхности трубы $R_в$, м·К/Вт; 2) теплопроводности стенки трубы $R_т$; 3) теплопроводности антикоррозионного покрытия, основного и покровного слоев изоляции $R_и$; 4) теплоотдачи от наружной поверхности изоляции в окружающую среду $R_н$; 5) теплоотдачи от воздуха в канале к внутренней поверхности стенок канала $R_{пк}$; 6) теплопроводности стенок канала $R_к$; 7) теплопроводности грунта $R_г$:

$$R = R_в + R_т + R_и + R_н + R_{пк} + R_к + R_г. \quad (11.4)$$

Термические сопротивления антикоррозионного и покровного слоев обычно малы, в практических расчетах ими допускается пренебрегать, используя небольшой теплоизолирующий эффект этих слоев в качестве запаса. В бесканальных прокладках значения величии $R_{пк}$ и $R_к$ ввиду отсутствия стенок канала не учитываются.

При расположении горячих объектов на открытом воздухе, в закрытых помещениях и в каналах переход тепла от наружной поверхности изоляции в окружающий воздух происходит лучеиспусканием и конвекцией. Раздельное определение коэффициентов теплоотдачи лучеиспусканием и конвекцией не обеспечивает надлежащей точности расчета ввиду сложности определения исходных параметров. Поэтому в практике расчетов тепловой изоляции сложный теплообмен характеризуют суммарным коэффициентом теплоотдачи наружной поверхности $б_н$.

Значения коэффициентов $б_н$ для цилиндрических поверхностей определяют по приближенным формулам :

для объектов в закрытых помещениях с температурой на поверхности изоляции $t_{пов}$ <150 ˚С

$$\alpha_н = 10{,}3 + 0{,}052(t_{пов} - t_о), \quad (11.7)$$

для объектов на открытом воздухе

$$\alpha_н = 11{,}6 + 7\sqrt{w}, \quad (11.8)$$

$$R = R_в + R_т + R_и + R_н. \quad (11.5)$$

Термические сопротивления и удельные тепловые потери относят обычно к 1 м длины теплопровода.

Термическое сопротивление поверхности для цилиндрических тел определяется по формуле:

$$R = \frac{1}{\pi\ d\alpha}, \quad (11.6)$$

где *pd* – поверхность трубопровода длиной 1м; *б* – коэффициент теплоотдачи на поверхности, Вт/(м^2·К).

В формулах (11.4) и (11.5) к термическому сопротивлению поверхности относятся $R_в$, $R_н$, $R_{пк}$. Коэффициенты теплоотдачи от воды или пара к внутренней стенке трубы велики, поэтому величиной $R_в$ можно пренебречь, считая, что температура на внутренней стенке трубы равна температуре теплоносителя.

Термическое сопротивление слоя для цилиндрических тел определяется из уравнения

$$R_c = \frac{1}{2\pi\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}, \quad (11.10)$$

где л – коэффициент теплопроводности слоя, Вт/(м·К); d_1 и d_2 – внутренний и наружный диаметры слоя, м.

К термическому сопротивлению слоя относятся $R_т$, $R_и$, $R_к$, $R_г$. Незначительным термическим сопротивлением стенок труб $R_т$ в расчетах обычно пренебрегают, при этом принимают температуру на наружной поверхности трубы равной температуре теплоносителя.

Термическое сопротивление теплопроводности грунта определяют по формуле:

$$R_Г = \frac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\left(2\frac{h}{d} + \sqrt{4\frac{h^2}{d^2} - 1}\right), \quad (11.11)$$

где л$_Г$ – коэффициент теплопроводности грунта, Вт/(м·К); *h* – глубина заложения оси теплопровода, м; *d* – диаметр тепло-

где $t_о$ – температура окружающей среды (воздуха), ˚С; w – скорость движения воздуха, м/с (при отсутствии данных принимается 10 м/с).

Термическое сопротивление теплоотдачи наружной поверхности изолированного трубопровода определяют по формуле (11.6) при подстановке в нее $б_н$ и значения диаметра изоляции $d_и$.

При определении $R_{пк}$ в формуле (11.6) принимается эквивалентный диаметр внутреннего контура канала $d_э$, рассчитываемый по формуле:

$$d_э = 4F / P_в, \qquad (11.9)$$

где F – площадь сечения канала, м^2; $P_в$ – периметр внутреннего контура канала, м.

Значение коэффициента теплоотдачи от воздуха к стенкам канала можно принимать $б_{пк}$ = 8 Вт/(м^2·К).

колебаний температуры наружного воздуха, на большей глубине этим влиянием можно пренебречь. В связи с этим при глубине заложения теплопроводов $h \le 0{,}7$ м подсчет тепловых потерь должен производиться по температуре грунта, равной среднегодовой температуре наружного воздуха. В этом случае в формулах (11.11), (11.12) принимается приведенная глубина заложения

$$h_{пр} = h + л_г/б_о, \qquad (11.13)$$

где h – действительная глубина заложения; $б_о$ – коэффициент теплоотдачи на поверхности грунта ($б_о$ = 2 – 3 Вт/(м^2·К). Коэффициент теплопроводности грунта зависит от вида и влажности грунта. При отсутствии сведений о грунте коэффициент теплопроводности можно принимать равными: для сухих грунтов – 0,55; для маловлажных грунтов – 1,1; для средневлажных грунтов – 1,7; для сильновлажных грунтов – 2 – 3 Вт/(м·К).

Тепловой расчет надземных теплопроводов. Основной задачей теплового расчета теплопроводов всех видов прокладок является выбор конструкции тепловой изоляции, обеспечивающей ра-

провода, м.

При глубине заложения трубопровода $h/d \ge 1{,}25$ формула (11.11) упрощается:

$$R_Г = \frac{1}{2\pi\lambda_Г} \ln 4\frac{h}{d}. \qquad (11.12)$$

Термическое сопротивление стенок канала рассчитывают по формуле (11.10) при подстановке в нее эквивалентных диаметров по наружному и внутреннему контурам канала. Если теплопроводность стенок канала не известна или отсутствуют данные по наружному периметру канала, то общее термическое сопротивлений стенок канала и грунта определяют по формулам (11.11) или (11.12) при подстановке в них эквивалентного диаметра канала, рассчитанного по внутреннему контуру.

Температурное поле грунта на глубине до 0,7 м находится под влиянием

сти изоляции в том же количестве отводится от поверхности изоляции к окружающему воздуху. Математически этот переход тепла записывается равенством:

$$\frac{\tau - t_{пов}}{R_и} = \frac{t_{пов} - t_о}{R_н}. \qquad (11.15)$$

Решая его относительно температуры на поверхности изоляции $t_{пов}$ получим

$$t_{пов} = \frac{\tau / R_и + t_о / R_н}{1/R_и + 1/R_н}. \qquad (11.16)$$

Совместная прокладка трубопроводов на открытом воздухе или в помещении не оказывает существенного влияния на теплопотери соседних трубопроводов. При температуре воздуха + 25 ˚С температура на поверхности изоляции в зоне постоянного обслуживания теплопроводов должна быть не выше + 45 ˚С для закрытых помещений и + 60 ˚С на открытом воздухе. За расчетную температуру окружающей среды принимают среднегодовую температуру наружного воздуха.

Тепловой расчет подземных

циональный минимум тепловых потерь и допустимое падение температуры теплоносителя. В ряде случаев тепловые расчеты производят для определения температурного поля вокруг теплопроводов и других практических задач.

Удельные тепловые потери теплопроводов воздушной прокладки (в Вт/м) составляют:

$$q = (\text{ф} - t_{\text{о}})/R, \qquad (11.14)$$

где ф – температура теплоносителя; $t_{\text{о}}$ – расчетная температура окружающей среды; R – полное термическое сопротивление теплопровода.

Температуру на поверхности тепловой изоляции рассчитывают на основе уравнения теплового баланса при установившемся тепловом режиме. Для установившихся режимов тепло, поступающее от теплоносителя к наружной поверхнос-

трубопроводов. Полное термическое сопротивление одиночного изолированного теплопровода бесканальной прокладки (рисунок 11.6) равно:

$$R = R_{\text{и}} + R_{\text{г}}, \qquad (11.17)$$

а удельные тепловые потери определяются по формуле (11.14).

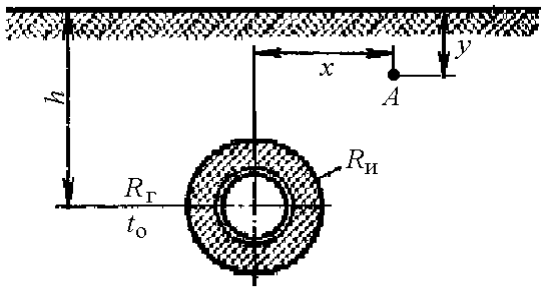


Рисунок 11.6. – Расчетная схема бесканального однотрубного теплопровода.

При двухтрубной бесканальной прокладке в результате тепловых потерь вокруг теплопроводов в грунте образуются температурные поля (рисунок 11.7), которые, воздействуя друг на друга, способствуют уменьшению теплопотерь каждой трубы в отдельности. Снижение тепловых потерь будет тем больше, чем выше температура грунта вокруг соседнего трубопровода. Следовательно, влияние соседнего трубопровода равноценно увеличению термического сопротивления для рассматриваемой трубы. Это дополнительное условное термическое сопротивление инженером Е.П. Шубиным предложено определять по формуле:

$$R_o = \frac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\sqrt{1+\left(\frac{2h}{b}\right)^2}, \qquad (11.18)$$

где b – расстояние между осями труб по горизонту, м.

этих условиях надобность тепловой изоляций обратной трубы отпадает и для уменьшения теплопотерь подающей трубы целесообразна прокладка обратного трубопровода без изоляции. Удельные тепловые потери с учетом величины $R_{\text{о}}$ определяют по формулам:

$$q_1 = \frac{(\tau_1 - t_0)R_2 - (\tau_2 - t_0)R_0}{R_1R_2 - R_0^2}; \qquad (11.19)$$

$$q_2 = \frac{(\tau_2 - t_0)R_1 - (\tau_1 - t_0)R_0}{R_1R_2 - R_0^2}, \qquad (11.20)$$

где t_0 – расчетная температура окружающей среды, принимаема для бесканальной прокладки и непроходных каналов равной среднегодовой температуре грунта на глубине заложения оси теплопровода; R_1 и R_2 – полные термические сопротивления первой и второй трубы, определяемые по формуле (11.17).

Нагрев почвы вокруг бесканальных теплопроводов не должен нарушать нормального функционирования подземных электрических кабелей и других коммуникаций, прокладываемых вблизи трассы тепловых сетей. Допустимые

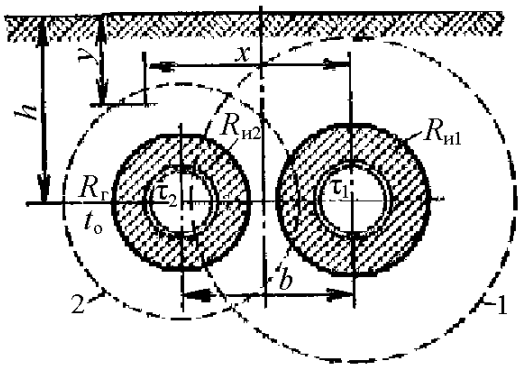


Рисунок 11.7. – Расчетная схема бесканального двухтрубного теплопровода: 1 – ориентировочное температурное поле, образующееся в грунте вокруг подающего трубопровода; 2 – то же, вокруг обратного трубопровода.

Может оказаться, что обратный трубопровод целиком будет охвачен температурным полем подающего трубопровода. Если при этом температура обратной воды будет равна температуре поля или будет ниже нее, то теплопотери обратного теплопровода могут отсутствовать или даже иметь отрицательное значение, т.е. будет происходить нагрев за счет теплопотерь подающей трубы. В нормы сближения и пересечения электрических кабелей с тепловыми сетями проверяются расчетом по величине дополнительного нагрева грунта. Температуру в произвольной точке *A* вокруг одиночного трубопровод (рисунок 11.6) определяют по формуле:

$$t = t_0 + (\tau - t_0)\frac{\dfrac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\sqrt{\dfrac{x^2+(y+h)^2}{x^2+(y-h)^2}}}{R}. \qquad (11.21)$$

Температурное поле вокруг двухтрубного теплопровода (рисунок 11.7) рассчитывают по формуле:

$$t = t_0 + \frac{q_1}{2\pi\lambda_Г}\ln\sqrt{\frac{x^2+(y+h)^2}{x^2+(y-h)^2}} + \frac{q_2}{2\pi\lambda_Г}\ln\sqrt{\frac{(x-b)^2+(y+h)^2}{(x-b)^2+(y-h)^2}}. \qquad (11.22)$$

Отсчет расстояния *x* произвольной точки *A* производится от оси трубы, в которой протекает теплоноситель с большей температурой. При определении температуры почвы в температурном поле температура сетевой воды принимается по температурному графику при среднемесячной температуре наружного воздуха расчетного месяца, а для паропроводов – максимальная температура пара на рассматриваемом участке. Расчетная температура окружающей среды для зимнего периода принимается равной низшей среднемесячной температуре грунта на глубине заложения оси теплопроводов, а для летнего – высшей среднемесячной температуре.

В одно- и многотрубных каналах переход тепла от теплоносителя к грунту протекает по-разному, в связи с чем различаются методики тепловых расчетов.

В однотрубных каналах (рисунок 11.8) при установившемся тепловом режиме поток тепла от теплоносителя расходуется на нагрев воздуха в канале, затем теп-

Температура воздуха в обслуживаемых каналах не должна превышать + 40 ˚С. Заданный уровень температуры обеспечивается подбором толщины изоляции и вентиляцией воздуха в канале.

В многотрубном одноячейковом канале (рисунок 11.9) тепловые потоки от каждого трубопровода нагревают воздух в канале, затем общий тепловой поток от нагретого воздуха через стенки канала рассеивается в грунте. При таком теплопереходе тепловые потери одного трубопровода зависят от теплопотерь других теплопроводов. Для определения теплопотерь каждого трубопровода необходимо прежде всего определить температуру воздуха в канале. Обозначим сумму термических сопротивлений слоя $R_и$ и наружной поверхности изоляции $R_н$ первой и второй трубы R_1 и R_2, температуры теплоносителей соответственно через $ф_1$ и $ф_2$. Сумму термических сопротивлений $R_{пк} + R_к + R_г$ обозначим R_3. При этих обозначениях уравнение теплового

ло нагретого воздуха передается через стенки канала в грунт. Тепловой баланс такого теплоперехода выражается равенством:

$$q = \frac{\tau - t_к}{R_и + R_н} = \frac{t_к - t_0}{R_{пк} + R_к + R_Г}, \quad (11.23)$$

где $t_к$ – температура воздуха в канале.

Решая равенство (11.23) относительно $t_к$, найдем

$$t_к = \frac{\tau/(R_и + R_н) + t_0/(R_{пк} + R_к + R_Г)}{1/(R_и + R_н) + 1/(R_{пк} + R_к + R_Г)}. \quad (11.24)$$

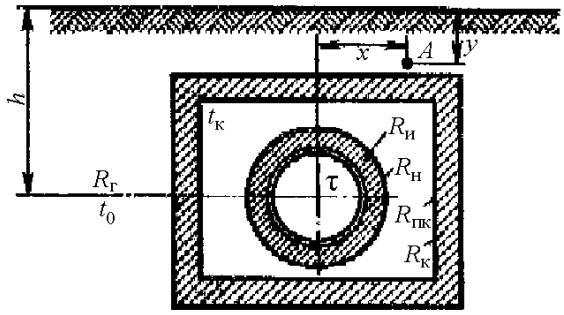


Рисунок 11.8. – Расчетная схема однотрубного теплопровода канальной прокладки.

термических сопротивлений внутренней поверхности канала, стенок канала и грунта.

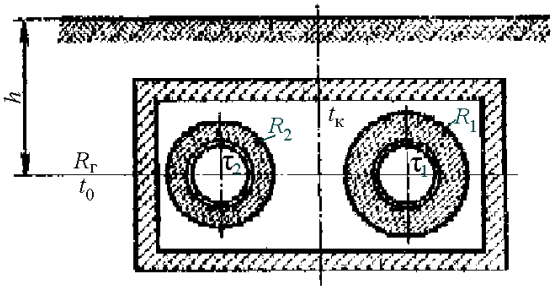


Рисунок 11.9. – Расчетная схема двухтрубного теплопровода канальной прокладки.

При *двухтрубной прокладке в двухьячейковом канале* в каждой ячейке устанавливаются свои температуры воздуха, пропорциональные тепловым потерям трубопроводов уложенных в них. В грунте вокруг ячеек образуются соответствующие температурные поля, их взаимодействие. Поэтому тепловой баланс запишется в виде:

$$\frac{\tau_1 - t_к}{R_1} + \frac{\tau_2 - t_к}{R_2} = \frac{t_к - t_0}{R_3}$$

или

$$q_1 + q_2 = q, \quad (11.25)$$

где q_1 и q_2 – удельные тепловые потери первого и второго трубопроводов, Вт/м; q – суммарные удельные теплопотери в грунт.

Из равенства (11.25) легко получить искомую температуру воздуха в канале:

$$t_к = \frac{\tau_1/R_1 + \tau_2/R_2 + t_0/R_3}{1/R_1 + 1/R_2 + 1/R_3}. \quad (11.26)$$

Определив температуру воздуха в канале, по формуле (11.25) находят потери тепла каждым трубопроводом.

Температурное поле вокруг одноячейкового канала рассчитывают по формуле (11.21), в которой вместо ф принимают температуру воздуха в канале, а под величиной R подразумевают сумму

определяют по формуле:

$$Q = q(l + l_э) = ql(1 + в), \quad (11.27)$$

где q – удельные теплопотери, Вт/м; l – длина теплопровода, м; $l_э$ – эквивалентная длина неизолированных деталей теплопровода и арматуры, м; в = $l_э$/ l – коэффициент местных тепловых потерь (для бесканальных прокладок в = 0,15; для каналов и тоннелей в = 0,2; для наземных теплопроводов в = 0,25).

Коэффициент эффективности тепловой изоляции оценивают выражением:

$$\eta_и = 1 - Q_и/Q_н, \quad (11.28)$$

где $Q_н$ и $Q_и$ – теплопотери неизолированной и изолированной трубы.

Значение коэффициентов эффективности изолированных конструкций должен быть в пределах $\eta_и = 0{,}85 \div 0{,}95$.

имное влияние друг на друга подобно двухтрубным бесканальным прокладкам. Полные термические сопротивления каждой ячейки R_1 и R_2 определяют отдельно по формуле (11.4), влияние условного дополнительного термического сопротивления – по формуле (11.18), а удельные тепловые потери теплопроводов в ячейках рассчитывают по формулам (11.19) и (11.20).

В канальных прокладках температуру на поверхности тепловой изоляции определяют по формуле (11.16) при использовании в ней расчетных величин рассматриваемого трубопровода и температуры среды, равной температуре воздуха в канале или в отдельной ячейке. Температурное поле вокруг двухьячейкового канала рассчитывают по формуле (11.22).

Тепловые потери в тепловых сетях. Полные теплопотери теплопровода

Транспортные потери тепла вызывают падение температуры теплоносителя, вследствие этого удельные теплопотери по длине трубопровода изменяются. На участках трубопроводов небольшой протяженности уменьшение температуры теплоносителя не более 5% от начального значения. Для упрощения расчетов можно принимать удельные тепловые потери неизменными для всей длины теплопроводов.

Значительное падение температуры пара может вызывать конденсацию. Количество выпадающего конденсата находят по формуле:

$$m_к^* = \frac{ql(1+\beta)}{r} = \frac{Q}{r}, \qquad (11.29)$$

где r – удельная теплота парообразования, кДж/кг.

11.3 Теплоснабжение транспортных предприятий

Источники теплоснабжения. На транспортных предприятиях следует предусматривать централизованное теплоснабжение от внешних сетей ТЭЦ или от районной котельной, обслуживающей группу предприятий. В качестве

носителей тепла на транспортных предприятиях, как правило, используют горячую (перегретую) воду с температурой 150 ˚С и пар. В этом случае горячая вода является источником тепловой энергии для систем отопления, вентиляции и горячего водоснабжения (для бытовых нужд – души, умывальники и т.п.), пар – для технологических нужд. Использование горячей воды для технологических нужд не представляется возможным, поскольку ее температура во внешних сетях не является постоянной, а изменяется в зависимости от температуры наружного воздуха, а в летний период времени не превышает 70 ˚С.

На стадии технико – экономического обоснования (ТЭО) часовые и годовые расходы тепла определяют укрупненным методом на основании удельных показателей, характеризующих расходы тепла по видам потребления, отнесенных

часовые расходы тепла на отопление производственно-складских и вспомогательных зданий, кДж·ч/1000 м^3;

$q_{в.пр}$, $q_{в.вс}$ – соответственно удельные часовые расходы тепла на вентиляцию производственно-складских и вспомогательных зданий, кДж·ч/1000 м^3;

$q_{г.пр}$ – удельный часовой расход тепла (пара) на технологические нужды, кДж·ч/1000 м^3;

$q_{гв.вс}$ – удельный часовой расход тепла на горячее водоснабжение, кДж·ч/1000 м^3;

k – поправочный температурный коэффициент, учитывающий изменение удельных расходов в зависимости от температуры наружного воздуха.

Числовые значения удельных расходов тепла по различным видам потребления определены на основании анализа проектов авторемонтных предприятий. Удельные расходы тепла производствен-

к 1000 м^3 объема изделий. Поскольку удельные расходы тепла на отопление и вентиляцию зависят еще и от расчетной температуры наружного воздуха, то числовые значения удельных расходов по этим видам теплопотребления указываются для температуры наружного воздуха минус 25 ˚С. Для учета других условий вводится соответствующий коэффициент.

Основным параметром, определяющим потребную производительность источника теплоснабжения, является расчетный часовой расход тепла предприятием.

Расчетный часовой расход тепла в килоджоулях определяют по следующей формуле, первое слагаемое которой составляет расход тепла в производственно – складских зданиях, второе – в административно – бытовых:

$$q = V_{\text{пр}}[(q_{\text{о.пр}} + q_{\text{в.пр}})k + q_{\text{г.пр}}] + \\ + V_{\text{вс}}[(q_{\text{о.вс}} + q_{\text{в.вс}})k + q_{\text{гв.вс}}], \quad (11.30)$$

где $V_{\text{пр}}$, $V_{\text{вс}}$ – соответствующие объемы производственно-складских и вспомогательных (административно- бытовых) зданий, м^3;

$q_{\text{о.пр}}$, $q_{\text{о.вс}}$ – соответственно удельные

где $t_{\text{н}}$ – расчетная наружная температура самой холодной пятидневки.

Удельные расходы тепла на отопление и вентиляцию, а также горячее водоснабжение вспомогательных зданий мало изменяются от их объема, поэтому на стадии ТЭО и при предварительных расчетах могут быть приняты следующие значения: $q_{\text{о.вс}}$ = 50000 – 55000 кДж·ч/1000 м^3; $q_{\text{в.вс}}$ = 80000 – 84000 кДж·ч/1000 м^3; $q_{\text{гв.вс}}$ = 205000 – 210000 кДж·ч/1000 м^3.

Годовой расход тепла по предприятию определяют суммированием годовых расходов по отдельным зданиям и по отдельным видам теплопотребления. Расход тепла на различные нужды зависит не только от величин удельных расходов, но и от продолжительности потребления тепла. Так, расход тепла на отопление зависит от продолжительности отопительного периода, а на вентиляцию

но-складскими зданиями не являются постоянными, с увеличением объема зданий они уменьшаются (таблица 11.1).

Таблица 11.1. – Изменение удельных часовых расходов тепла.

$V_{\text{пр}}$, тыс. м^3	$q_{\text{о.пр}}$, кДж·ч/ 1000 м^3	$q_{\text{в.пр}}$, кДж·ч/ 1000 м^3	$q_{\text{г.пр}}$, кДж·ч/ 1000 м^3
< 30	84000	290000	160000
30 – 70	84000 – 67000	290000 – 240000	160000 – 140000
70 – 130	67000 – 25000	240000 – 180000	140000 – 105000
> 130	25000	170000	10000

Числовые значения коэффициентов k для различных температур наружного воздуха определяют по формулам:

для производственных зданий

$$k = \frac{16 - t_{\text{н}}}{41};$$

для вспомогательных зданий

$$k = \frac{18 - t_{\text{н}}}{43},$$

где V – объем здания, м^3; $T_{\text{ф.н}}$ – номинальный годовой фонд времени работы оборудования, ч; $q_{\text{т}}$ – удельный часовой расход тепла на технологические нужды, кДж·ч/1000 м^3.

На горячее водоснабжение количество тепла в килоджоулях определяют из выражения:

$$Q_{\text{г.гв}} = q_{\text{гв}} V n_{\text{с}} ab, \quad (11.34)$$

где V – объем здания, м^3; $n_{\text{с}}$ – число смен работы предприятия; $q_{\text{гв}}$ – удельный расход тепла на горячее водоснабжение, кДж·ч/1000 м^3; a – приведенная продолжительность работы душей и умывальников в течении смены, ч, (a = 0,75 – 1,2 ч); b – число рабочих дней в году.

Годовой расход тепла в килоджоулях по предприятию в целом определяют по формуле:

и технологические нужды – от режима работы предприятия, характеризуемого номинальным годовым фондом времени работы оборудования. Расход тепла на горячее водоснабжение зависит от режима работы бытовых служб предприятия. Годовые расходы тепла в килоджоулях на отопление и вентиляцию для каждого здания определяются соответственно по формулам:

$$Q_{г.о} = q_о V\, k n_с n_ч n_{о.с}; \qquad (11.31)$$
$$Q_{г.в} = q_в V\, k n_с n_ч n_{о.с}, \qquad (11.32)$$

где $q_о$, $q_в$ – удельные расходы тепла на отопление и вентиляцию, соответственно, кДж·ч/1000 м^3; V – объем здания, м^3; k – поправочный температурный коэффициент; $n_с$ – число смен работы предприятия; $n_ч$ – продолжительность смены, ч; $n_{о.с}$ – продолжительность отопительного сезона, дни (для средней полосы $n_{о.с}$ = 205 дней).

На технологические нужды количество тепла в килоджоулях определяют по формуле:

$$Q_{г.т} = q_т V\, T_{ф.н}, \qquad (11.33)$$

Расход тепла на горячее водоснабжение рассчитывают на основании технологического задания по количеству работающих, с их подразделением на группы производственных процессов.

$$Q_г = \sum_1^i (Q_{г.о} + Q_{г.в} + Q_{г.т} + Q_{г.гв}), \qquad (11.35)$$

где $Q_{г.о}$, $Q_{г.в}$, $Q_{г.т}$, $Q_{г.гв}$ имеют те же значения, что в формулах (11.31 – 11.34), i – количество зданий (корпусов) на территории предприятия.

На стадии технического (техно-рабочего) проекта проектировщики-сантехники определяют часовые и годовые расходы тепла на основании заданий, получаемых от проектировщиков других специальностей.

Основными исходными данными для расчета системы отопления являются:

– метеорологические условия наружного воздуха, зависящие от географического района размещения предприятия;

– метеорологические условия в производственных и административно – бытовых помещениях, определяемые по санитарным нормам;

– строительные чертежи (поэтажные планы, разрезы и фасады);

– технологические задания по количеству работающих, тепловыделения от оборудования, от поступающих извне изделий, от транспорта и пр.

Расход тепла на вентиляцию и технологические нужды рассчитывается на основании соответствующих заданий.

Примеры решения типовых задач

Задача 11.1

Дано:
$d_н$ = 0,273 м
$d_в$ = 0,259 м
$t_о$ = 10 ˚С
w = 5 м/с
ф = 150 ˚С
$д_н$ = 0,08 м
$л_и$ = 0,12 Вт/(м·К)
$б_в$ = 12000 Вт/(м^2·К)
$л_т$ = 58,2 Вт/(м·К)

q – ?

Определить тепловые потери 1 м паропровода $d_н/d_в$ = 273/259 мм, проложенного на открытом воздухе с температурой $t_о$ = 10 ˚С и средней скоростью его движения w = 5 м/с. По паропроводу передается насыщенный пар с температурой ф = 150 ˚С. Тепловая изоляция паропровода имеет толщину $д_н$ = 80 мм и коэффициент теплопроводности $л_и$ = 0,12 Вт/(м·К).

При расчете принять коэффициент теплоотдачи от пара к стенке трубы $б_в$ = 12000 Вт/(м^2·К). Коэффициент теплопроводности стенки стальной трубы $л_т$ = 58,2 Вт/(м·К).

Решение:

Удельные тепловые потери паропровода определяем по формуле (11.4):

$$q = (\text{ф} - t_\text{о})/R,$$

где

$$R = R_\text{в} + R_\text{т} + R_\text{и} + R_\text{н} = \frac{1}{\pi\ d_в \alpha_в} + \frac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\frac{d_н}{d_в} + \frac{1}{2\pi\lambda_И}\ln\frac{d_И}{d_н} + \frac{1}{\pi\ d_И \alpha_н} =$$

$$= \frac{1}{3{,}14 \cdot 0{,}259 \cdot 12000} + \frac{1}{2 \cdot 3{,}14 \cdot 58{,}2}\ln\frac{0{,}273}{0{,}259} + \frac{1}{2 \cdot 3{,}14 \cdot 0{,}12}\ln\frac{0{,}433}{0{,}273} + \frac{1}{3{,}14 \cdot 0{,}443 \cdot 27{,}25} =$$

$$= 0{,}66 \text{ м·К/Вт}.$$

Здесь $d_\text{и} = d_\text{н} + 2д_\text{н} = 0{,}273 + 2 \cdot 0{,}08 = 0{,}433$ м;

$б_\text{н} = 11{,}6 + 7\sqrt{w} = 11{,}6 + 7\sqrt{5} = 27{,}25$ Вт/(м^2·К).

Тогда

$$q = \frac{150 - 10}{0{,}66} = 212 \text{ Вт/м}.$$

Задача 11.2

Дано:
$h = 1{,}2$ м
$t_\text{о} = 10$ ˚С
$л_Г = 1{,}75$ Вт/(м·К)
q – ?

Определить тепловые потери 1 м одиночного изолированного трубопровода, уложенного бесканально в грунт на глубине $h = 1{,}2$ м.

Естественная температура грунта на уровне заложения трубы $t_\text{о} = 10$ ˚С, а коэффициент теплопроводности грунта $л_Г = 1{,}75$ Вт/(м·К). Остальные данные по паропроводу взять из уловия задачи 11.1.

Решение:

Поскольку $h/d_\text{и} = 1{,}2/0{,}433 > 1{,}25$, то рассматриваем прокладку как прокладку глубокого заложения и определяем полное термическое сопротивление (11.17):

$$R = R_\text{и} + R_Г = \frac{1}{2\pi\lambda_И}\ln\frac{d_И}{d_н} + \frac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\frac{4h}{d_И} =$$

$$= \frac{1}{2 \cdot 3{,}14 \cdot 0{,}12}\ln\frac{0{,}433}{0{,}273} + \frac{1}{2 \cdot 3{,}14 \cdot 1{,}75}\ln\frac{4 \cdot 1{,}2}{0{,}433} = 0{,}85 \text{ м·К/Вт}.$$

Удельные тепловые потери:

$$q = \frac{\tau - t_o}{R} = \frac{150 - 10}{0{,}85} = 165 \text{ Вт/м}.$$

Таким образом, по сравнению с воздушной прокладкой (задача 11.1) тепловые потери одиночного трубопровода при бесканальной прокладке глубокого заложения и при прочих равных условиях снижаются примерно на 22 %.

Задача 11.3

Дано:
$b = 0{,}52$ м
q – ?

Определить тепловые потери 1 м паропровода, указанного в задаче 11.2, если рядом с ним проложен точно такой же паропровод. Расстояние между осями паропроводов принять $b = 0{,}52$ м.

Решение:

Термическое сопротивление изоляции и грунта для каждой трубы

$$R = R_1 = R_2 = R_и + R_г = 0{,}85 \text{ м·К/Вт}.$$

Условное термическое сопротивление, вызываемое воздействием двух труб определяем по формуле (11.18):

$$R_o = \frac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\sqrt{1+\left(\frac{2h}{b}\right)^2} = \frac{1}{2\cdot 3{,}14\cdot 1{,}75}\ln\sqrt{1+\left(\frac{2\cdot 1{,}2}{0{,}52}\right)^2} = 0{,}142 \text{ м·К/Вт}.$$

Удельные тепловые потери каждой трубы:

$$q_1 = q_2 = \frac{\tau - t_o}{R + R_o} = \frac{150-10}{0{,}85+0{,}142} = 141 \text{ Вт/м}.$$

Таким образом, при одновременной работе двух труб тепловые потери каждой трубы для рассматриваемого в задаче случая на 15 % ниже, чем при работе одной трубы.

Задача 11.4

Дано:

$d = 0{,}273$ м
$h = 1{,}8$ м
$b = 0{,}52$ м
$ф_1 = 150$ ˚С
$ф_2 = 70$ ˚С
$t_о = 2$ ˚С
$л_и = 0{,}116$ Вт/(м·К)
$д_1 = 0{,}07$ м
$д_2 = 0{,}04$ м
$л_г = 1{,}75$ Вт/(м·К)

$q_1, q_2, q - ?$

Определить тепловые потери 1 м подающего и обратного трубопроводов с наружным диаметром $d_н = 0{,}273$ м, проложенного бесканально (см. рисунок 11.7) в грунте на глубине $h = 1{,}8$ м с расстоянием между осями труб $b = 0{,}52$ м. Температура теплоносителя в подающем трубопроводе $ф_1 = 150$ ˚С, а в обратном – $ф_2 = 70$ ˚С. Температура грунта на глубине заложения труб $t_о = 2$ ˚С. Коэффициент теплопроводности изоляции $л_и = 0{,}116$ Вт/(м·К), а толщина ее на подающем трубопроводе $д_1 = 0{,}07$ м и на обратном – $д_2 = 0{,}04$ м. Коэффициент теплопроводности грунта $л_г = 1{,}75$ Вт/ (м·К).

Решение:

Так как $h/d_{и1} = 1{,}8/0{,}413 > 1{,}25$, то расчет ведем по формулам для трубопроводов глубокого заложения ($d_{и1} = d + 2д_1 = 0{,}273 + 2\cdot 0{,}07 = 0{,}413$ м).

Термическое сопротивление подающего и обратного трубопроводов (11.17):

$$R_1 = \frac{1}{2\pi\lambda_И}\ln\frac{d_{И1}}{d} + \frac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\frac{4h}{d_{И1}} =$$

$$= \frac{1}{2\cdot 3{,}14\cdot 0{,}116}\ln\frac{0{,}413}{0{,}273} + \frac{1}{2\cdot 3{,}14\cdot 1{,}75}\ln\frac{4\cdot 1{,}8}{0{,}413} = 0{,}828 \text{ м·К/Вт}.$$

$$R_2 = \frac{1}{2\pi\lambda_И}\ln\frac{d_{И2}}{d} + \frac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\frac{4h}{d_{И2}} =$$

$$= \frac{1}{2\cdot 3{,}14\cdot 0{,}116}\ln\frac{0{,}353}{0{,}273} + \frac{1}{2\cdot 3{,}14\cdot 1{,}75}\ln\frac{4\cdot 1{,}8}{0{,}353} = 0{,}624 \text{ м·К/Вт}.$$

Здесь $d_{и2} = d + 2д_2 = 0{,}273 + 2\cdot 0{,}04 = 0{,}353$ м

Условное термическое сопротивление, учитывающее взаимное влияние одной трубы на другую (11.18):

$$R_o = \frac{1}{2\pi\lambda_Г}\ln\sqrt{1+\left(\frac{2h}{b}\right)^2} = \frac{1}{2\cdot 3{,}14\cdot 1{,}75}\ln\sqrt{1+\left(\frac{2\cdot 1{,}8}{0{,}52}\right)^2} = 0{,}117 \text{ м·К/Вт}.$$

Удельные тепловые потери подающего и обратного трубопроводов (11.19; 11.20):

$$q_1 = \frac{(\tau_1 - t_0)R_2 - (\tau_2 - t_0)R_0}{R_1 R_2 - R_0^2} = \frac{(150-2)0{,}624 - (70-2)0{,}177}{0{,}828 \cdot 0{,}624 - 0{,}177^2} = 165 \text{ Вт/м};$$

$$q_2 = \frac{(\tau_2 - t_0)R_1 - (\tau_1 - t_0)R_0}{R_1 R_2 - R_0^2} = \frac{(70-2)0{,}828 - (150-2)0{,}177}{0{,}828 \cdot 0{,}624 - 0{,}177^2} = 61{,}6 \text{ Вт/м}.$$

Суммарные удельные тепловые потери:

$$q = q_1 + q_2 = 165 + 61{,}6 = 226{,}6 \text{ Вт/м}.$$

Задачи для самостоятельного решения

Задача 11.5

Определить потери тепла и количество выпадающего конденсата для паропровода насыщенного пара, проложенного на открытом воздухе.

Данные для расчета $d_н/d_в$ = 219/207 мм; l = 500 м; P_s = 6 бар; $д_и$ = 75 мм; $л_и$ = 0,12 Вт/(м·К); $t_о$ = – 30 ˚С. При расчете коэффициента теплоотдачи от поверхности изоляции к воздуху принять $б_и$ = 23,28 Вт/(м^2·К). Местные потери тепла учесть коэффициентом в = 0,25.

Указание: по таблицам «насыщенный водяной пар (по давлениям)»

r = 2086 кДж/кг.

Ответ: Q = 157 Вт/м^2; $m_к^*$ = 0,075 кг/с = 271 кг/ч.

Задача 11.6

Определить тепловые потери 1 м одиночного изолированного паропровода, уложенного бесканально в грунт на глубину h = 0,8 м. Температура воздуха при установившемся тепловом потоке $t_о$ = 10 ˚С, а коэффициент теплопроводности грунта $л_г$ = 1,75 Вт/(м·К). Остальные данные взять из условия задачи 11.1.

Ответ: q = 171 Вт/м.

Задача 11.7

Определить удельные потери тепла подающего и обратного трубопроводов диаметром $d_1 = d_2$ = 0,273 м, проложенного бесканально в маловлажных суглинистых грунтах на глубине h = 1,5 м с расстоянием между осями труб b = 0,65 м. Температура в подающем трубопроводе $ф_1$ = 150 ˚С, а в обратном – $ф_2$ = 70 ˚С. Толщина изоляции на подающем трубопроводе $д_1$ = 0,14 м, а на обратном – $д_н$ = 0,05 м. Коэффициент теплопроводности изоляции $л_и$ = 0,12 Вт/(м·К). Температура грунта на глубине заложения труб $t_о$ = 5 ˚С, для этих условий коэффициент теплопроводности грунта $л_г$ = 1,75 Вт/ (м·К).

Ответ: q_1 = 116,8 Вт/м; q_2 = 72,8 Вт/м.

Задача 11.8

Решить задачу 11.4 для случая прокладки изолированных трубопроводов в канале с промежуточной стеной и расстоянием между осями труб b = 600 мм. Ячейка канала для каждой из труб имеет форму квадрата (см. рисунок 11.8) с внутренними размерами 600×600 мм. Коэффициенты теплоотдачи от поверхности изоляции к воздуху и от воздуха к внутренним стенкам канала $б_н = б_с$ = 12 Вт/(м^2·К). При расчете коэффициент теплопро-

водности стенок канала принять равным коэффициенту теплопроводности для грунта $л_с = л_г = 1{,}75$ Вт/ (м·К).

Указание: Эквивалентный диаметр каждой ячейки канала определить по формуле: $d_э = \frac{P}{\pi} = \frac{4 \cdot 0{,}6}{3{,}14} = 0{,}764$ м. Так как $h/d_э = 1{,}8/0{,}764 > 1{,}25$, то расчет провести по формулам для трубопроводов глубокого заложения.

Ответ: $q_1 = 158$ Вт/м; $q_2 = 63{,}3$ Вт/м; $q = 221{,}3$ Вт/м.

Вопросы для самоподготовки

1 Что такое теплоснабжение промышленных предприятий и какие источники теплоты при этом используются?

2 Как делят системы теплоснабжения в зависимости от рода теплоносителя? Достоинства и недостатки водяного и парового теплоснабжения.

3 Как подразделяют системы теплоснабжения по способу подачи теплоносителя? Достоинства и недостатки закрытых и открытых систем теплоснабжения.

4 Как различают системы теплоснабжения по числу теплопроводов?

5 Разделение систем теплоснабжения по способу обеспечения тепловой энергией, их схемы.

6 Основные расчетные формулы систем теплоснабжения.

7 Термическое сопротивление теплопроводов.

8 Термическое сопротивление грунта.

9 Как рассчитать удельные тепловые потери теплопроводов воздушной прокладки?

10 Полное термическое сопротивление одиночного изолированного теплопровода бесканальной прокладки.

11 Какое влияние на термическое сопротивление оказывает соседний теплопровод двухтрубной бесканальной прокладки?

12 В чем особенность теплоперехода в однотрубных и многотрубных теплопроводах канальной прокладки?

13 Как рассчитать полные теплопотери теплопровода?

14 Из каких составляющих складывается расчетный часовой расход тепла предприятием?

15 Как рассчитать годовые расходы тепла на отопление, вентиляцию, горячее водоснабжение, технологические нужды?

16 Из каких составляющих складывается годовой расход тепла предприятием?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 А.П. Баскаков, Б.В. Берг, О.К. Витт и др. Теплотехника: Учебник для вузов/ Под ред. А.П. Баскакова. – М.: Энергоиздат, 1982. – 264 с.

2 Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. – М.: Издательство стандартов, 1969. – 408 с.

3 Теплофизический справочник. Под. общ. ред. В.Н. Юренева, П.Д. Лебедева: В 2 Т. – М.: Энергия, 1975 – 1976. – Т. 1 – 2.

4 А.М. Архаров, С.И. Исаев, И.А. Кожинов и др. Теплотехника: Учебник для студентов вызов/ Под общ. ред. В.И. Крутова. – М.: Машиностроение, 1986. – 432 с.

5 Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: Учебник для вузов. – М.: Энергия, 1981. – 417 с.

6 Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1973. – 320 с.

7 Рабинович О.М. Сборник задач по технической термодинамике. – М.: Машиностроение, 1973. – 344 с.

8 Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче: Учебное пособие для вузов. – М.: Энергия, 1980. – 288 с.

9 Козин В.Е., Левина Т.А., Марков А.П. и др. Теплоснабжение: Учебное пособие для студентов вузов. – М.: Высш. Школа, 1980. – 408 с.

10 Дехтеринский Л.В., Абелевич Л.А. Карагодин В.И. и др. Проектирование авторемонтных предприятий: Учебное пособие. – М.: Транспорт, 1981. – 222 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица П.1. – Средняя массовая теплоемкость газов при постоянном давлении, кДж/(кг·К).

t, ˚С	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	Воздух (абс. сухой)
0	0,9148	1,0304	1,0396	0,8148	1,8594	1,0036
100	0,9232	1,0316	1,0417	0,8658	1,8728	1,0061
200	0,9353	1,0346	1,0463	0,9102	1,8937	1,0115
300	0,9500	1,0400	1,0538	0,9487	1,9192	1,0191
400	0,9651	1,0475	1,0634	0,9826	1,9477	1,0283
500	0,9793	1,0567	1,0748	1,0128	1,9778	1,0387
600	0,9927	1,0668	1,0861	1,0396	2,0092	1,0496
700	1,0048	1,0777	1,0978	1,0639	2,0419	1,0605
800	1,0157	1,0881	1,1091	1,0852	2,0754	1,0710
900	1,0258	1,0982	1,1200	1,1045	2,1097	1,0815
1000	1,0350	1,1078	1,1304	1,1225	2,1436	1,0907
1100	1,0434	1,1170	1,1401	1,1384	2,1771	1,0999
1200	1,0509	1,1258	1,1493	1,1530	2,2106	1,1082
1300	1,0580	1,1342	1,1577	1,1660	2,2429	1,1166
1400	1,0647	1,1422	1,1656	1,1782	2,2743	1,1242
1500	1,0714	1,1497	1,1731	1,1895	2,3048	1,1313
1600	1,0773	1,1564	1,1798	1,995	2,3346	1,1380
1700	1,0831	1,1631	1,1865	1,2091	2,3630	1,1443
1800	1,0886	1,1690	1,1924	1,2179	2,3907	1,1501
1900	1,0940	1,1748	1,1983	1,2259	2,4166	1,1560
2000	1,0990	1,1803	1,2033	1,2334	2,4422	1,1610

Таблица П.2. – Средняя массовая теплоемкость газов при постоянном объеме, кДж/(кг·К).

t, ˚С	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	Воздух (абс. сухой)
0	0,6548	0,7352	0,7427	0,6259	1,3980	0,7164
100	0,6632	0,7365	0,7448	0,6770	1,4114	0,7193
200	0,6753	0,7394	0,7494	0,7214	1,4323	0,7243
300	0,6900	0,7448	0,7570	0,7599	1,4574	0,7319
400	0,7051	0,7524	0,7666	0,7938	1,4863	0,7415
500	0,7193	0,7616	0,7775	0,8240	1,5160	0,7519
600	0,7327	0,7716	0,7892	0,8508	1,5474	0,7624
700	0,7448	0,7821	0,8009	0,8746	1,5805	0,7733
800	0,7557	0,7926	0,8122	0,8964	1,6140	0,7842
900	0,7658	0,8030	0,8231	0,9157	1,6483	0,7942
1000	0,7750	0,8127	0,8336	0,9332	1,6823	0,8039
1100	0,7834	0,8219	0,8432	0,9496	1,7158	0,8127
1200	0,7913	0,8307	0,8566	0,9638	1,7488	0,8215
1300	0,7984	0,8390	0,8608	0,9772	1,7815	0,8294
1400	0,8051	0,8470	0,8688	0,9893	1,8129	0,8369
1500	0,8114	0,8541	0,8763	1,0006	1,8434	0,8441
1600	0,8173	0,8612	0,8830	1,107	1,8728	0,8508
1700	0,8231	0,8675	0,8893	1,0203	1,9016	0,8570
1800	0,8286	0,8738	0,8956	1,0291	1,9223	0,8633
1900	0,8340	0,8792	0,9014	1,0371	1,9552	0,8688
2000	0,8390	0,8847	0,9064	1,0446	1,9804	0,8742

Таблица П.3. – Средняя объемная теплоемкость газов при постоянном давлении, кДж/(м^3·К).

t, ˚С	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	Воздух (абс. сухой)
0	1,3059	1,2943	1,2992	1,5998	1,4943	1,2971
100	1,3176	1,2958	1,3017	1,7003	1,5052	1,3004
200	1,3352	1,2996	1,3071	1,7873	1,5223	1,3071
300	1,3561	1,3067	1,3167	1,8627	1,5424	1,3172
400	1,3775	1,3163	1,3289	1,9297	1,5654	1,3289
500	1,3980	1,3276	1,3427	1,9887	1,5897	1,3427
600	1,4168	1,3402	1,3574	2,0411	1,6148	1,3565
700	1,4344	1,3536	1,3720	2,0884	1,6412	1,3708
800	1,4499	1,3670	1,3862	2,1311	1,6680	1,3842
900	1,4645	1,3796	1,3996	2,1692	1,6957	1,3976
1000	1,4775	1,3917	1,4126	2,2035	1,7229	1,4097
1100	1,4892	1,4034	1,4248	2,2349	1,7501	1,4214
1200	1,5005	1,4143	1,4361	2,2638	1,7769	1,4327
1300	1,5106	1,4252	1,4465	2,2898	1,8028	1,4432
1400	1,5202	1,4348	1,4566	2,3136	1,8280	1,4528
1500	1,5294	1,4440	1,4658	2,3354	1,8527	1,4620
1600	1,5378	1,4528	1,4746	2,3555	1,8761	1,4708
1700	1,5462	1,4612	1,4825	2,3743	1,8996	1,4867
1800	1,5541	1,4687	1,4901	2,3915	1,9213	1,4903
1900	1,5617	1,4758	1,4972	2,4074	1,9423	1,4939
2000	1,5692	1,4825	1,5039	2,4221	1,9628	1,5010

Таблица П.4. – Средняя объемная теплоемкость газов при постоянном объеме, кДж/(м^3·К).

t, ˚С	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	Воздух (абс. сухой)
0	0,9349	0,9236	0,9282	1,2288	1,1237	0,9261
100	0,9466	0,9249	0,9307	1,3293	1,1342	0,9295
200	0,9642	0,9286	0,9362	1,4164	1,1514	0,9362
300	0,9852	0,9357	0,9458	1,4918	1,1715	0,9462
400	1,0065	0,9454	0,9579	1,5587	1,1945	0,9579
500	1,0270	0,9567	0,9718	1,6178	1,2188	0,9718
600	1,0459	0,9692	0,9864	1,6701	1,2439	0,9856
700	1,0634	0,9826	1,0011	1,7174	1,2703	0,9998
800	0,0789	0,9960	1,0153	1,7601	1,2971	1,0132
900	1,0936	1,0086	1,0287	1,7982	1,3247	1,0262
1000	1,1066	1,0207	1,0417	1,8326	1,3519	1,0387
1100	1,1183	1,0325	1,0538	1,8640	1,3791	1,505
1200	1,1296	1,0434	1,0651	1,8929	1,4059	1,0618
1300	1,1396	1,0542	1,0756	1,9188	1,4319	1,0722
1400	1,1493	1,0639	1,0856	1,9427	1,4570	1,0819
1500	1,1585	1,0731	1,0948	1,9644	1,4817	1,0911
1600	1,1669	1,0819	1,1036	1,9845	1,5052	1,0999
1700	1,1752	1,0902	1,1116	2,0034	1,5286	1,1078
1800	1,1832	1,0978	1,1191	2,0205	1,5504	1,1158
1900	1,1907	1,1049	1,1262	2,0365	1,5713	1,1229
2000	1,1978	1,1116	1,1329	2,0511	1,5918	1,1296

Таблица П.5. – Насыщенный водяной пар (по давлениям).

P, бар	t, ˚С	h', кДж/кг	h'', кДж/кг	S', кДж/(кг·К)	S'', кДж/(кг·К)
0,030	24,097	101,01	2545	0,3546	8,576
0,035	26,692	111,86	2550	0,3908	8,521
0,040	28,979	121,42	2554	0,4225	8,473
0,045	31,033	130,00	2557	0,4507	8,431
0,050	32,880	137,83	2561	0,4731	8,393

Таблица П.6. – Физические свойства сухого воздуха при давлении $1{,}01\cdot10^5$ Па.

t, ˚С	с, кг/м^3	c_p, кДж/(кг·К)	л·10^2, кДж/(кг·К)	б·10^6, м^2/с	м·10^6, Н·с/м^2	н·10^6, м^2/с	Pr
– 50	1,584	1,013	2,04	12,7	14,6	9,23	0,728
– 40	1,515	1,013	2,12	13,8	15,2	10,04	0,728
– 30	1,453	1,013	2,20	14,9	15,7	10,80	0,723
– 20	1,395	1,009	2,28	16,2	16,2	12,79	0,716
– 10	1,342	1,009	2,36	17,4	16,7	12,43	0,712
0	1,293	1,005	2,44	18,8	17,2	13,28	0,707
10	1,247	1,005	2,51	20,0	17,6	14,16	0,705
20	1,205	1,005	2,59	21,4	18,1	15,06	0,703
30	1,165	1,005	2,67	22,9	18,6	16,00	0,701
40	1,128	1,005	2,76	24,3	19,1	16,96	0,699
50	1,093	1,005	2,83	25,7	19,6	17,95	0,698
60	1,060	1,005	2,90	27,2	20,1	18,97	0,696
70	1,029	1,009	2,96	28,6	20,6	20,02	0,694
80	1,000	1,009	3,05	30,2	21,1	21,09	0,692
90	0,972	1,009	3,13	31,9	21,5	22,10	0,690

Таблица П.7. – Физические свойства воды на линии насыщения.

t, ˚С	P, бар	с, кг/м^3	h, кДж/кг	c_p, кДж/(кг·К)	л, Вт/(кг·К)	н·10^6, м^2/с	в·10^4, 1/К	Pr
0	1,013	999,9	0,00	4,212	0,560	1,789	– 0,63	13,50
10	1,013	999,7	42,04	4,191	0,580	1,306	0,70	9,45
20	1,013	998,2	83,91	4,183	0,597	1,006	1,82	7,03
30	1,013	995,7	125,70	4,174	0,612	0,805	3,21	5,45
40	1,013	992,2	167,50	4,174	0,627	0,659	3,87	4,36
50	1,013	988,1	209,30	4,174	0,640	0,556	4,49	3,59
60	1,013	983,1	251,10	4,179	0,650	0,478	5,11	3,03
70	1,013	977,8	293,00	4,187	0,662	0,415	5,70	2,58
80	1,013	971,8	335,00	4,195	0,669	0,365	6,32	2,23
90	1,013	965,3	377,00	4,208	0,676	0,26	6,95	1,97
100	1,013	958,4	419,10	4,220	0,684	0,295	7,52	1,75
110	1,043	951,0	416,40	4,233	0,685	0,272	8,08	1,60