

ФГБОУ ВО «Удмуртский государственный университет»
Институт гражданской защиты
Кафедра общинженерных дисциплин

Карманчиков А.И., Романов Э.А.

Начальный курс лекций по теплофизике

Учебно-методическое пособие

Ижевск 2016

УДК 536 (075.8)
ББК 31.311. 73-2
К24

Рекомендовано к изданию Учебно методическим советом УдГУ

Рецензенты:

Шуклин С.Г., д.х.н., профессор, директор центра маркетинга и трансфера технологий
ФБОУ ВО «Удмуртский государственный университет»,

К24 Карманчиков А.И., Романов Э.А. Начальный курс лекций по теплофизике:
учеб. метод. пособие/ Ижевск: Изд-во. «Удмуртский госуниверситет». 2016, 192 с.

В учебно-методическом пособии рассмотрены основные разделы теплофизики, приемы решения задач, даны контрольные вопросы для самопроверки теоретического материала, представлен материал для выполнения контрольных работ по разделам теплофизики и осуществления определенных теплофизических расчетов в рамках специальных дисциплин.

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов очного и очно-заочного отделений бакалавриата по направлению 20.03.01 «Техносферная безопасность», а также может быть использовано магистрантами, аспирантами, молодыми учеными при проведении научных исследований.

УДК 536 (075.8)
ББК 31.311. 73-2
К24

© Издательство «Удмуртский университет», 2016
© Карманчиков А.И., Романов Э.А. 2016

ФГБОУ ВО «Удмуртский государственный университет»
Институт гражданской защиты
Кафедра общинженерных дисциплин

Карманчиков А.И., Романов Э.А.

Начальный курс лекций по теплофизике

Учебно-методическое пособие

Ижевск 2016

Оглавление

| | |
|---|-----|
| <u>Предисловие</u> | 4 |
| <u>Лекция 1. Введение. Предмет теплотехники. Основные понятия и определения. Термодинамическая система. Параметры состояния. Температура. Давление. Удельный объем. Уравнение состояния. Уравнение Ван-дер-Ваальса.</u> | 10 |
| <u>Лекция 2. Термодинамические процессы. Газовые законы идеального газа и их смеси.</u> | 22 |
| <u>Лекция 3. Первый закон термодинамики. Внутренняя энергия. Работа и теплота. Теплоемкость.</u> | 31 |
| <u>Лекция 4. Аналитическое выражение первого закона термодинамики. Энтальпия. Энтропия.</u> | 44 |
| <u>Лекция 5 и 6. Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах. Изобарный, изохорный, изотермический, адиабатный, политропный процессы.</u> | 50 |
| <u>Лекция 7. Второй закон термодинамики. Формулировка второго закона термодинамики. Цикл Карно.</u> | 60 |
| <u>Лекция 8. Термодинамические процессы реальных газов</u> | 74 |
| <u>Лекция 10. Элементы химической термодинамики. Фазовые переходы.</u> | 105 |
| <u>Лекция 11. Способы переноса теплоты. Температурное поле.</u> | 113 |
| <u>Лекция 12. Теплопроводность. Основной закон теплопроводности.</u> | 121 |
| <u>Лекция 13. Теплопроводность при стационарном режиме.</u> | 125 |
| <u>Лекция 14. Конвекция. Ламинарный и турбулентный режимы течения. Основные уравнения теории конвективного теплообмена.</u> | 130 |
| <u>Лекция 15. Лучистый теплообмен. Описание процесса и основные определения.</u> | 138 |
| <u>Лекция 16. Основы массообмена. Тепломассообменные аппараты. Классификация. Основные уравнения теплового расчета теплообменных аппаратов.</u> | 145 |
| <u>Лекция 17. Топливо и основы горения. Теплогенерирующие устройства, холодильная и криогенная техника. Применение теплоты в отрасли.</u> | 154 |
| <u>Лекция 18. Охрана окружающей среды. Основы энергосбережения.</u> | 162 |
| <u>Лекция 19. Вторичные энергетические ресурсы. Основные направления экономии энергоресурсов.</u> | 168 |
| <u>Приложения</u> | 173 |

Предисловие

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов очного и очно-заочного отделений бакалавриата по направлению 20.03.01 «Техносферная безопасность». В пособии рассмотрены основные разделы теплофизики, приемы решения задач, даны контрольные вопросы для самопроверки усвоения теоретического материала, представлен материал для выполнения контрольных работ по разделам теплофизики и осуществления определенных теплофизических расчетов в рамках специальных дисциплин. Освоение учебного материала позволяет формировать следующие компетенции: способность работать самостоятельно, способность к познавательной деятельности, способность использовать законы и методы математики, естественных, гуманитарных и экономических наук при решении профессиональных задач, способность к абстрактному и критическому мышлению, исследованию окружающей среды для выявления её возможностей и ресурсов, способность к принятию нестандартных решений и разрешению проблемных ситуаций, способность применять на практике навыки проведения и описания исследований, в том числе экспериментальных.

В настоящее время теплотехника бурно развивается, основываясь на синтезе теоретических и экспериментальных методов, выявляются все новые возможности, перспективные направления использования новейших достижений. Однако, круг проблем продолжает расширяться и требует новых подходов, знаний, экспериментов, которые предстоит провести одному из тех, кто собирается осваивать эту интересную дисциплину – теплотехнику.

Зарождение теплотехники связывают с именем древнегреческого ученого Герона Александрийского (II в. н.э.), построившего с использованием принципа «движущейся силы огня» множество различных паровых машин-игрушек, вершиной которых был прообраз реактивно-турбинного двигателя Эолопил (Эол — бог ветра в греческой мифологии; тогда считали, что вода

при нагревании превращается в воздух). Он представлял собой полый металлический шар с впаянными в его противоположные полушария открытыми трубками, загибавшимися в разные стороны. В шар наливалась вода и подогревалась до кипения. Образовавшийся пар выбрасывался из трубок, создавая реактивные силы, под действием которых шар вращался в трубчатых опорах. Низкий уровень науки и техники и отсутствие потребности в новом двигателе у общества остановили его разработку почти на 1700 лет.

В 1681 г. французский физик Дени Папен (1647—1714) изобрел паровой котел, снабженный предохранительным клапаном, позволявшим регулировать давление пара. Чуть позже нидерландский ученый Христиан Гюйгенс (1629—1695), развивая идею Г.Галилея о получении вакуума, предложил взрывать для этого порох на дне цилиндра под поршнем. Обратный поршень должен был падать под действием атмосферного давления. С этим устройством родилось сразу два новых принципа — атмосферной паровой машины и двигателя внутреннего сгорания.

Трудности работы с порохом заставили Д. Папена заменить его в 1690 г. водой, подогревавшейся на дне цилиндра до образования пара. Обратный поршень опускался после конденсации пара, которую ускоряли обливанием цилиндра холодной водой или впрыскиванием ее внутрь.

Д. Папен впервые дал правильное термодинамическое описание процессов в цилиндре своей машины, но ни ему, ни другим изобретателям не пришло в голову разделить эти процессы по разным агрегатам, что сразу повысило бы ее эффективность и решило бы проблему создания двигателя внутреннего сгорания.

Весьма острой в то время была проблема откачки воды из всё углублявшихся шахт. И первое применение сила пара нашла в паровытеснительных насосах (английский инженер Томас Севери (1650—1715) получил патент на один из них в 1698 г.), не имевших ни одной движущей части. Однако из-за низкой экономичности эти насосы были вытеснены паропоршневыми, разработанными в 1705—1712 гг. английским

изобретателем Томасом Ньюкоменом (1663—1729). В них пар приготавливался в отдельном котле, а поршневой двигатель был отделен от откачивавшего воду поршневого насоса. Система клапанов регулировала поступление пара и воды в цилиндры. Эти машины широко применялись в течение многих лет, последняя из них демонтировалась в Англии в 1934г.

С развитием производства промышленность все более остро нуждалась в универсальном двигателе, не зависящем ни от места расположения, как водяные колеса, ни от погоды, как ветряные двигатели. В 1763 г. русский инженер И. И. Ползунов (1728—1766) предложил и к 1766 г. построил такую машину. Она работала на угле, холостой ход исключался благодаря наличию двух цилиндров, работавших на общий вал, парораспределение было автоматическим, правда, машина оставалась пароатмосферной. Изобретатель умер до пуска машины, которая после небольшой неполадки была остановлена и забыта.

В результате слава создания первого универсального паропоршневого двигателя досталась английскому изобретателю Джеймсу Уатту (1736—1819). В 1769 г. он получил патент на усовершенствование ньюкоменовской водоподъемной машины: отделение конденсатора от цилиндра и использование в качестве движущей силы вместо атмосферного давления упругости пара, подаваемого сверху поршня. В 1782 г. Д. Уатт ввел в конструкцию новые усовершенствования: двойное действие (пар поочередно поступал сверху и снизу поршня), золотниковое парораспределение, преобразование поступательно-возвратного движения во вращательное, а в 1788 г. применил центробежный регулятор частоты вращения. Схема установки стала почти современной.

В 1801 г. французский инженер Филипп Лебон (1769—1804) получил патент на поршневой двигатель, работающий на горючих газах от сухой перегонки древесины с зажиганием их электрической искрой и сгоранием внутри цилиндра. В 1805 г. швейцарец И.Риваз предложил двигатель, работающий на водороде.

В 1816 г. английский священник Роберт Стирлинг получил патент на универсальную тепловую машину, состоящую из цилиндра с двумя поршнями и регенератора-теплообменника, способную работать на разных топливах как двигатель внешнего сгорания, как холодильник и как тепловой насос (отопитель).

В 1824 г. французский инженер Никола Леонар Сади Карно (1796—1832) опубликовал первый фундаментальный труд по теории теплотехники «Размышления о движущей силе огня и машинах, способных развивать эту силу». Он предсказал, что тепловым машинам «суждено совершить большой переворот в цивилизованном мире», и задался целью определить причины их несовершенства. В своем труде Карно заложил основы термодинамики, поскольку там содержались (хотя и полученные с помощью теории «теплорода») и оба начала термодинамики, и ее основные понятия, и идеальный цикл тепловых машин, и другие важные положения.

Опубликование работы Карно осталось почти незамеченным, и лишь через 10 лет, после издания «Мемуара о движущей силе теплоты» Б. Клапейрона, она стала почти сенсацией. Французский физик и инженер Бенуа Клапейрон (1799—1864) «перевел» ее на математический язык, вскрыв великое содержание этого труда, и первым применил графический метод исследования работы тепловых машин – метод циклов.

В 1845–1853 гг. труды Р.Майера, Д.Джоуля, Г.Гельмгольца, У.Томсона (лорда Кельвина), Р. Клаузиуса, У. Ренкина и других ученых позволили окончательно сформулировать закон сохранения и превращения энергии.

В 1855–1865 гг. были введены понятия обратимых и необратимых процессов и энтропии (Р. Клаузиусом) величины, рост которой в необратимых процессах характеризует ту часть энергии тел, которая не может быть превращена в работу, а рассеивается в виде теплоты. Поскольку все реальные процессы вследствие трения, теплопроводности и конечности времени их протекания необратимы, энтропия изолированных систем всегда

возрастает. Так был заложен фундамент одного из разделов теплотехники – технической термодинамики.

Другой раздел теплотехники – теория тепломассообмена – уходит своими корнями в труды Г. Галилея и И. Ньютона. Последний еще в 1701 г. установил закон конвективного теплообмена. В 1822 г. французский математик и физик Жан Батист Фурье (1768–1830) издал «Аналитическую теорию теплопроводности». Ученый полагал, что он привел теорию теплообмена в такое же состояние, в какое была приведена механика трудами И. Ньютона. Однако для этого потребовалось еще более 100 лет. Только современные ученые развили вопросы теплообмена до законченной теории.

Однако, это не повод к тому, чтобы не заниматься исследованиями в области теплотехники. В наше время появляются новые возможности, новые материалы, позволяющие решать возникающие проблемы более эффективно. Выявление новых закономерностей, явлений требует развитого творческого мышления, преодоления стереотипности в решении стоящих или предстоящих задач. Любое из освоенных явлений, каждый процесс могут стать основой для усовершенствования или нового, эффективного технического решения, могут стать поводом для оформления заявки на изобретение. Важно, чтобы предлагаемое техническое решение отвечало трем критериям: должно быть полезным, промышленно применимым (была возможность и необходимость тиражирования) и обладать новизной.

Для многих новых технических решений требуются глубокие знания. Однако, есть ряд изобретений сделанных тогда, когда исследователь смотрит на проблему с новой точки зрения, уходит от стереотипных подходов, подвергает сомнению устоявшиеся теории. Авторский коллектив надеется, что представленная информация будет способствовать раскрытию творческих способностей, принесет практическую пользу.

Лекция 1. Введение. Предмет теплотехники. Основные понятия и определения. Термодинамическая система. Параметры состояния. Температура. Давление. Удельный объем. Уравнение состояния. Уравнение Ван-дер-Ваальса.

Введение. Теплотехника – наука, которая изучает методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принципы действия и конструктивные особенности тепловых машин, аппаратов и устройств. Теплота используется во всех областях деятельности человека. Для установления наиболее рациональных способов ее использования, анализа экономичности рабочих процессов тепловых установок и создания новых, наиболее совершенных типов тепловых агрегатов необходима разработка теоретических основ теплотехники. Различают два принципиально различных направления использования теплоты – *энергетическое* и *технологическое*. При энергетическом использовании, теплота преобразуется в механическую работу, с помощью которой в генераторах создается электрическая энергия, удобная для передачи на расстояние. Теплоту при этом получают сжиганием топлива в котельных установках или непосредственно в двигателях внутреннего сгорания. При технологическом - теплота используется для направленного изменения свойств различных тел (расплавления, затвердевания, изменения структуры, механических, физических, химических свойств). Такими теоретическими разделами являются техническая термодинамика и основы теории теплообмена, в которых исследуются законы превращения и свойства тепловой энергии и процессы распространения теплоты. Данный курс является общетехнической дисциплиной при подготовке специалистов технической специальности.

Предмет и метод термодинамики. Термодинамика изучает законы превращения энергии в различных процессах, происходящих в макроскопических системах и сопровождающихся тепловыми эффектами.

Макроскопической системой называется любой материальный объект, состоящий из большого числа частиц. Размеры макроскопических систем несоизмеримо больше размеров молекул и атомов.

В зависимости от задач исследования рассматривают физическую, химическую или техническую термодинамику, термодинамику биологических систем и т. д.

Физическая термодинамика – это раздел физики, изучающий соотношения и превращения теплоты и других форм энергии.

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимного превращения тепловой и механической энергии и свойства тел, участвующих в этих превращениях. Вместе с теорией теплообмена она является теоретическим фундаментом теплотехники. На ее основе осуществляют расчет и проектирование всех тепловых двигателей, а также всевозможного технологического оборудования.

В химической термодинамике изучается применение законов термодинамики к химическим и физико-химическим явлениям.

В ней рассматриваются главным образом:

- 1) тепловые балансы процессов, включая тепловые эффекты физических и химических процессов;
- 2) фазовые равновесия для индивидуальных веществ и смесей;
- 3) химическое равновесие.

Рассматривая только макроскопические системы, 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 в отличие от статистического метода

изучает макроскопические свойства тел и явления в природе, не интересуясь их микроскопической картиной. В основе термодинамического метода лежит несколько фундаментальных законов (началами термодинамики), установленных на основании обобщенных опытных фактов.

I закон термодинамики - закон превращения и сохранения энергии;

II закон термодинамики – ставит условие протекания и направленность макроскопических процессов в системах, состоящих из большого количества частиц.

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

В термодинамике широко используется понятие термодинамической системы.

Термодинамической системой называется совокупность материальных тел, взаимодействующих, как между собой, так и с окружающей средой. Например, термодинамическая система – газ, находящийся в цилиндре под поршнем, а окружающая среда – цилиндр, поршень, воздух, стены помещения. Все тела находящиеся за пределами границ рассматриваемой системы называются окружающей средой.

Изолированная система – термодинамическая система, не взаимодействующая с окружающей средой.

Адиабатная (теплоизолированная) система – система имеет адиабатную оболочку, которая исключает обмен теплотой (теплообмен) с окружающей средой.

Однородная система – система, имеющая во всех своих частях одинаковый состав и физические свойства.

Гомогенная система – однородная система по составу и физическому строению, внутри которой нет поверхностей раздела (лед, вода, газы).

Гетерогенная система – система, состоящая из нескольких гомогенных частей (фаз) с различными физическими свойствами,

отделенных одна от другой видимыми поверхностями раздела (лед и вода, вода и пар).

Поскольку одно и то же тело, одно и то же вещество при разных условиях может находиться в разных состояниях, (пример: лед-вода-пар, одно вещество при разной температуре) вводятся, для удобства, характеристики состояния вещества – так называемые *параметры состояния* (*температура, давление, плотность, удельный объем*). Рассмотрим некоторые из них, используя из курса физики молекулярно-кинетические теории представления об идеальном газе как о совокупности молекул, которые имеют малые размеры, находятся в беспорядочном тепловом движении и взаимодействуют друг с другом лишь при соударениях.

Температура тела – определяет направление возможного самопроизвольного перехода тепла между телами и характеризует степень нагретости тела.

Понятие о температуре вытекает из следующего утверждения: если две системы находятся в тепловом контакте, то в случае неравенства их температур они будут обмениваться теплотой друг с другом, если же их температуры равны, то теплообмена не будет.

С точки зрения молекулярно-кинетических представлений температура есть мера интенсивности теплового движения молекул.

$$\frac{mV_{cp}^2}{2} = \frac{3}{2} kT, (1.2)$$

где $k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана. Температура T , определенная таким образом, называется абсолютной.

В настоящее время в мире существует несколько температурных шкал и единиц измерения температуры. Наиболее распространенная в Европе шкала Цельсия, где нулевая температура - температура замерзания воды при атмосферном давлении, а температура кипения воды при атмосферном давлении принята за 100 градусов Цельсия (°C). В Северной Америке используется шкала Фаренгейта. Для термодинамических расчетов очень

удобна абсолютная шкала или шкала Кельвина. За ноль в этой шкале принята температура абсолютного нуля, при этой температуре прекращается всякое тепловое движение в веществе. Численно один градус шкалы Кельвина равен одному градусу шкалы Цельсия.

Температура, выраженная по абсолютной шкале, называется *абсолютной температурой*.

Соотношение для перехода от градусов Цельсия к градусам Кельвина:

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

где T -температура в Кельвинах; t - температура в градусах Цельсия.

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

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m V_{cp}^2}{2}, \quad (1.1)$$

где n — концентрация (число молекул в единице объема); m — масса молекулы; V_{cp}^2 — средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул.

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

Давление измеряется при помощи манометров, барометров и вакуумметров.

Жидкостные и пружинные манометры измеряют избыточное давление $p_{изб}$, представляющее собой разность между полным p или абсолютным давлением измеряемой среды и атмосферным давлением $p_{атм}$, т.е.

$$p_{изб} = p - p_{атм}$$

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

$$p_v = p_{атм} - p,$$

т. е. избыток атмосферного давления над абсолютным.

Для измерения давления применяются различные единицы измерения. В стандартной системе измерения СИ единицей служит Паскаль (Па).

Соотношение между единицами:

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$$

$$1 \text{ кг/см}^2 \text{ (атмосфера)} = 9.8067 \times 10^4 \text{ Па}$$

$$1 \text{ мм рт. ст (миллиметр ртутного столба)} = 133 \text{ Па}$$

$$1 \text{ мм вод. ст. (миллиметр водного столба)} = 9.8067 \text{ Па}$$

Плотность - *отношение массы вещества к объему, занимаемому этим веществом.*

$$\rho = m/V$$

Удельный объем - *величина обратная плотности, т.е. отношения объема занятого веществом к его массе.*

$$v = \frac{1}{\rho} = \frac{V}{m}$$

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

$$p=760 \text{ мм рт.ст.} = 101,325 \text{ кПа}; T=273,15 \text{ К.}$$

В разных отраслях техники и разных странах вводят свои, несколько отличные от приведенных «нормальные условия», например, «технические» ($p=735,6 \text{ мм рт.ст.} = 98 \text{ кПа}$, $t=15^\circ\text{C}$) или нормальные условия для оценки производительности компрессоров ($p=101,325 \text{ кПа}$, $t=20^\circ\text{C}$) и т. д.

Если в термодинамической системе меняется хотя бы один из параметров любого входящего в систему тела, то в системе происходит термодинамический процесс.

Уравнение состояния. Основные термодинамические параметры состояния P , V , T однородного тела зависят один от другого и взаимно связаны уравнением состояния:

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

Уравнению состояния можно придать другую форму:

$$p = f_1(v, T);$$

$$v = f_2(p, T);$$

$$T = f_3(p, v);$$

Уравнения показывают, что состояние системы определяется двумя независимыми параметрами состояния.

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

Уравнение состояния идеального газа.

Идеальным газом называется такой газ, у которого отсутствуют силы взаимного притяжения и отталкивания между молекулами и пренебрегают размерами молекул. Все реальные газы при высоких температурах и малых давлениях можно практически считать как идеальные газы.

Из курса физики уравнение состояния (уравнение Менделеева-Клапейрона) для идеального газа описывается уравнением:

$$\frac{p\nu}{T} = R, \text{ или } p\nu = RT, \quad (1.3)$$

Полученное соотношение представляет собой.

Умножив (1.3) на m , получим уравнение состояния для произвольной массы газа m :

$$pV = mRT,$$

Если в уравнении V заменить объемом, занимаемым 1 кмолем вещества (V_μ), m – молекулярной массой M , то получим уравнение состояния для 1 кмоль газа.

$$pV_\mu = MRT.$$

Здесь V_μ — объем киломоля газа, а μR — универсальная газовая постоянная.

В соответствии с законом Авогадро (1811г.) объем 1 кмоль, одинаковый в одних и тех же условиях для всех идеальных газов, при нормальных условиях равен 22,4136 м³, поэтому

$$\mu R = \frac{PV_{\mu}}{T} = \frac{101,325 \cdot 22,4136}{273,15} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$$

Газовая постоянная 1 кг газа составляет

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

Круговой процесс (Цикл) - это совокупность процессов, возвращающих систему в первоначальное состояние. Число отдельных процессов может быть любым в цикле.

Понятие кругового процесса является для нас ключевым в термодинамике, поскольку работа АЭС основана на пароводяном цикле, другими словами мы можем рассматривать испарение воды в активной зоне (АЗ), вращение паром ротора турбины, конденсацию пара и поступление воды в АЗ, как некий замкнутый термодинамический процесс или цикл.

Рабочее тело – определенное количество вещества, которое, участвуя в термодинамическом цикле, совершает полезную работу. Рабочим телом в реакторной установке является вода, которая после испарения в активной зоне в виде пара совершает работу в турбине, вращая ротор.

Передача энергии в термодинамическом процессе от одного тела к другому, связанная с изменением объема рабочего тела, с перемещением его во внешнем пространстве или с изменением его положения называется работой процесса.

Уравнение состояния реальных газов

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

Уравнение состояния, описывающее свойства реального газа. Предложено Й. Д. Ван-дер-Ваальсом в 1873 г. Широко используется для качественного анализа поведения реальных газов и жидкостей. В модели реального газа Ван-дер-Ваальса молекулы рассматриваются как абсолютно твердые слабо притягивающиеся упругие сферы определенного диаметра.

Уравнение Ван-дер-Ваальса количественно определяет свойства реальных газов лишь в небольшом интервале температур и давлений: в области относительно высоких температур и низких давлений, так как входящие в него экспериментально определяемые константы являются функциями температуры.

Для моля газа объемом V при температуре T и давлении p , уравнение Ван-дер-Ваальса имеет вид:

$$(p + a/V_m^2)(V_m - b) = RT,$$

где: R — газовая постоянная, a и b — экспериментальные константы, учитывающие отклонение свойств реального газа от свойств идеального газа.

Член a/V_m^2 имеет размерность давления и учитывает притяжение между молекулами газа за счет ван-дер-ваальсовых сил. Действие сил притяжения газа приводит к появлению дополнительного давления на газ, называемого внутренним давлением. По вычислениям Ван-дер-Ваальса, внутреннее давление обратно пропорционально квадрату молярного объема, т. е. $p_{вн} = a/V_m^2$, где a — постоянная Ван-дер-Ваальса, характеризующая силы межмолекулярного притяжения, V_m — молярный объем.

Константа b является поправкой на собственный объем молекул газа и учитывает отталкивание молекул на близких расстояниях. Наличие сил отталкивания, которые противодействуют проникновению в занятый молекулой объем других молекул, приводит к тому, что фактически свободный объем, в котором будут двигаться молекулы реального газа, будет не V_m , а $V_m - b$, где b — объем, занимаемый самими молекулами. Объем b равен учетверенному собственному объему молекул.

Константы a и b обычно определяются из экспериментальных данных, и эти величины постоянны для каждого газа. Для их определения записывают уравнения для двух известных из опыта состояний газа и решают эти уравнения относительно a и b . При больших объемах V можно пренебречь обеими поправками и уравнение Ван-дер-Ваальса переходит в уравнение состояния идеального газа.

Несмотря на то, что уравнение Ван-дер-Ваальса является приближенным и количественно описывает свойства реальных газов лишь в области высоких температур и низких давлений, качественно оно позволяет описывать поведение газа и при высоких давлениях, конденсацию газа в жидкость. Уравнение Ван-дер-Ваальса также описывает критическое и метастабильное состояние системы жидкость-пар.

Уравнение Ван-дер-Ваальса с качественной стороны достаточно хорошо описывает свойства реального газа, но результаты численных расчетов не всегда согласуются с экспериментальными данными. В ряде случаев эти отклонения объясняются склонностью молекул реального газа к ассоциации в отдельные группы, состоящие из двух, трех и более молекул. Ассоциация происходит вследствие несимметричности внешнего электрического поля молекул. Образовавшиеся комплексы ведут себя как самостоятельные нестабильные частицы. При столкновениях они распадаются, затем вновь объединяются уже с другими молекулами и т. д. По мере повышения температуры концентрация комплексов с большим числом молекул быстро уменьшается, а доля одиночных молекул растет. Большую склонность к ассоциации проявляют полярные молекулы водяного пара.

Вопросы для самопроверки.

1. Какие методы используются при изучении термодинамических процессов?
2. Что называют термодинамической системой?
3. Какие термодинамические системы бывают?
4. Что такое рабочее тело?
5. Характеристика идеального газа.

6. Указать основные и вспомогательные параметры состояния рабочего тела.
7. Что понимается под термином «давление»?
8. Что такое удельный объем, плотность рабочего тела?
9. Что характеризует температура рабочего тела?
10. Что следует понимать под понятиями идеальными и реальными газами?
11. Написать характеристическое уравнение или уравнение состояния идеального и реального газов.

Задача 1. В закрытом сосуде при температуре 300 К и давлении 0,1 МПа находятся 10 г водорода и 16 г гелия. Считая газы идеальными, определите удельный объем смеси.

Дано:

$$m_1 = 10 \text{ г} = 10^{-2} \text{ кг}$$

$$M_1 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$$

$$m_2 = 16 \text{ г} = 16 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$$

$$M_2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$$

$$T = 300 \text{ К}$$

$$p = 0,1 \text{ МПа} = 10^5 \text{ Па}$$

$$v_{\text{см}} - ?$$

Решение:

Согласно закону Дальтона, давление смеси газов равно сумме парциальных давлений: $p = p_1 + p_2$.

Используя уравнение состояния идеального газа можно записать:

$$p_1 V = \frac{m_1}{M_1} RT \text{ и } p_2 V = \frac{m_2}{M_2} RT$$

Выразим p_1 и p_2 и подставим в первое уравнение, то получим

$$pV = \left(\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} \right) RT$$

Удельный объем смеси равен

$$v_{\text{см}} = \frac{V}{m_1 + m_2} = \frac{\left(\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} \right) RT}{(m_1 + m_2)} = 8,63 \text{ м}^3/\text{кг}$$

Ответ: $v_{\text{см}} = 8,63 \text{ м}^3/\text{кг}$

Задача 2. Кислород массой $m = 10$ г находится под давлением 200 кПа при температуре 280 К. В результате изобарного расширения газ занял объем 9 л. Определите: объем газа до расширения, температуру и плотность газа после расширения.

Дано:

$$m=10 \text{ г}=10^{-2} \text{ кг}$$

$$M=32 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$$

$$T_1=300 \text{ К}$$

$$V_2=9 \text{ л}=9 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$$

$$p=200 \text{ кПа}=2 \cdot 10^5 \text{ Па}=\text{const}$$

$$V_1, T_2, \rho_2 - ?$$

Решение:

Объем газа до расширения можно определить из уравнения состояния идеального газа

$$pV_1 = \frac{m}{M}RT_1, \text{ откуда } V_1 = \frac{m}{pM}RT_1$$

Запишем уравнение состояния идеального газа после расширения.

$$pV_2 = \frac{m}{M}RT_2$$

Определим искомую температуру T_2

$$\frac{pV_2M}{mR} = T_2$$

Плотность газа после расширения

$$\rho_2 = \frac{m}{V_2}$$

Ответ: $V_1=3,64 \text{ л}$, $T_2=693 \text{ К}$, $\rho_2=1,11 \text{ кг/м}^3$

Лекция 2. Термодинамические процессы. Газовые законы идеального газа и их смеси.

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

Система, выведенная из состояния равновесия, и предоставленная при постоянных параметрах окружающей среды самой себе, через некоторое время вновь придет в равновесное состояние, соответствующее этим параметрам. Такое самопроизвольное (без внешнего воздействия) возвращение системы в состояние равновесия называется *релаксацией*, а промежуток времени, в течение которого система возвращается в состояние равновесия, называется *временем релаксации*. Для разных процессов оно различно: если для установления равновесного давления в газе требуется всего 10 с, то для выравнивания температуры в объеме того же газа нужны десятки минут, а в объеме нагреваемого твердого тела – иногда несколько часов.

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

Чтобы процесс был равновесным, скорость изменения параметров системы $dA/d\tau$ должна удовлетворять соотношению:

$$dA/d\tau \ll V_{\text{рел}} \approx \Delta A/\tau_{\text{рел}},$$

где A — параметр, наиболее быстро изменяющийся в рассматриваемом процессе; $V_{\text{рел}}$ — скорость изменения этого параметра в релаксационном процессе; $\tau_{\text{рел}}$ — время релаксации.

Рассмотрим, например, процесс сжатия газа в цилиндре. Если время смещения поршня от одного положения до другого существенно превышает время релаксации, то в процессе перемещения поршня давление и температура успеют выровняться по всему объему цилиндра.

Это выравнивание обеспечивается непрерывным столкновением молекул, в результате чего подводимая от поршня к газу энергия достаточно быстро и равномерно распределяется между ними. Если последующие смещения поршня будут происходить аналогичным образом, то состояние системы в каждый момент времени будет практически равновесным. Таким образом, *равновесный процесс* состоит из непрерывного ряда последовательных состояний равновесия, поэтому в каждой его точке состояние термодинамической системы можно описать уравнением состояния данного рабочего тела. Именно поэтому классическая термодинамика в своих исследованиях оперирует только равновесными процессами. Они являются удобной идеализацией реальных процессов, позволяющей во многих случаях существенно упростить решение задачи. Такая идеализация вполне обоснована, так как условие выполняется на практике достаточно часто. Поскольку механические возмущения распространяются в газах со скоростью звука, процесс сжатия газа в цилиндре будет равновесным, если скорость перемещения поршня много меньше скорости звука.

Процессы, не удовлетворяющие условию $dA/d\tau \ll V_{\text{рел}} \approx \Delta A/\tau_{\text{рел}}$, протекают с нарушением равновесия, т. е. являются *неравновесными*. Если, например, быстро увеличит температуру окружающей среды, то газ в цилиндре будет постепенно прогреваться через его стенки, релаксируя к состоянию равновесия, соответствующему новым параметрам окружающей среды. В процессе релаксации газ не находится в равновесии с окружающей средой и его нельзя характеризовать уравнением состояния хотя бы потому, что в разных точках объема газа температура имеет различные значения.

Рассмотрим термодинамическую систему, состоящую из одного тела какого-либо газа в сосуде с поршнем, причем сосуд и поршень в данном случае является внешней средой. Пусть, для примера, происходит нагрев газа в сосуде, возможны два случая:

1) Если поршень зафиксирован, и объем не меняется, то произойдет повышение давления в сосуде. Такой процесс называется изохорным ($v=\text{const}$), идущий при постоянном объеме;

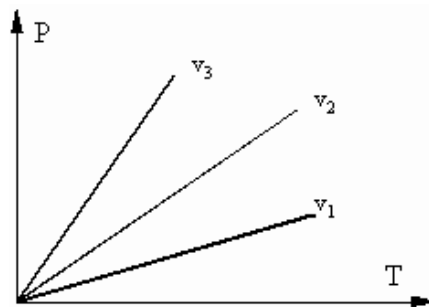


Рис. 1.1. Изохорные процессы в $P - T$ координатах: $v_1 > v_2 > v_3$

2) Если поршень свободен, то нагреваемый газ будет расширяться, при постоянном давлении такой процесс называется изобарическим ($P=\text{const}$), идущим при постоянном давлении.

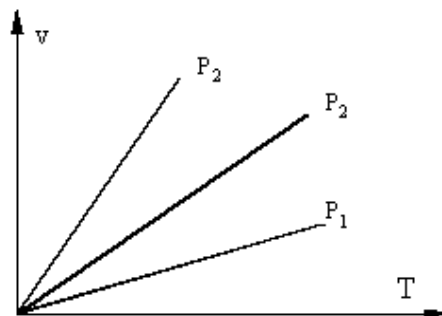


Рис. 1.2 Изобарные процессы в $v - T$ координатах: $P_1 > P_2 > P_3$

3) Если, перемещая поршень, изменять объем газа в сосуде то, температура газа тоже будет изменяться, однако можно охлаждая сосуд при сжатии газа и нагревая при расширении можно достичь того, что

температура будет постоянной при изменениях объема и давления, такой процесс называется изотермическим ($T=\text{const}$).

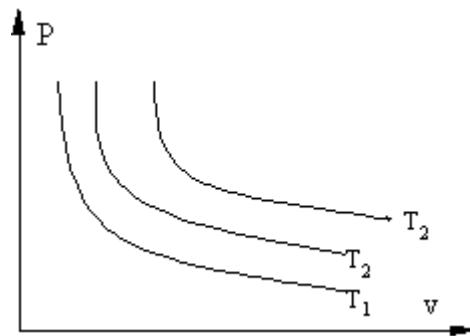


Рис. 1.3 Изотермические процессы в P - v координатах: $T_1 > T_2 > T_3$

Процесс, при котором отсутствует теплообмен между системой и окружающей средой, называется адиабатным, при этом количество теплоты в системе остается постоянными ($Q=\text{const}$). В реальной жизни адиабатных процессов не существует, поскольку полностью изолировать систему от окружающей среды не возможно. Однако, часто происходят процессы, при которых теплообменом с окружающей средой очень мал, например, быстрое сжатие газа в сосуде поршнем, когда тепло не успевает отводиться за счет нагрева поршня и сосуда.

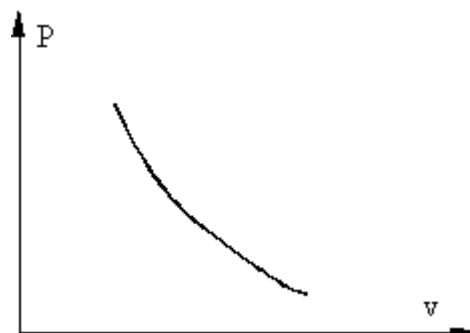


Рис. 1.4 Примерный график адиабатного процесса в $P - v$ координатах.

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, влажный воздух в сушильных установках и т. п.

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

$$p = \sum_1^n p_i$$

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

Термодинамические процессы часто изображаются на графиках состояния, где по осям отложены параметры состояния. Точки, на плоскости такого графика, соответствуют определенному состоянию системы, линии на графике соответствуют термодинамическим процессам, переводящим систему из одного состояния в другое.

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

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 :

$$g_i = \frac{m_i}{m},$$

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

Массовые доли часто задаются в процентах. Например, для сухого воздуха $g_{N_2} \approx 77\%$; $g_{O_2} \approx 23\%$.

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

$$r = V_i/V.$$

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:

$$p_i V = m_i R_i T ; (2.1)$$

$$p V_i = m_i R_i T .$$

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

$$V_i = \frac{V p_i}{p}, (2.2)$$

Просуммировав соотношение (2.2) для всех компонентов смеси, получим с учетом закона Дальтона $\sum_{i=1}^n V_i = V$, откуда $\sum_{i=1}^n r_i = 1$. Объемные доли также часто задаются в процентах. Для воздуха $r_{O_2} = 21\%$, $r_{N_2} = 79\%$.

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 $N = \sum_{i=1}^n N_i$, а мольная доля 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, в идеальном газовом состоянии одинаковы. Поэтому приведенный объем любого компонента может быть вычислен как произведение объема моля V_μ на число молей этого компонента, т. е. $V_i = V_\mu N_i$ а объем смеси — по формуле $V = V_\mu N$. Тогда $V_i/V = r_i = N_i/N$, и, следовательно, задание смесительных газов мольными долями равно заданию ее объемными долями.

Газовая постоянная смеси газов. Просуммировав уравнения (2.1) для всех компонентов смеси, получим $V \sum_{i=1}^n p_i = \sum_{i=1}^n g_i m R_i T$. Учитывая $p = \sum_{i=1}^n p_i$, можно записать:

$$pV = m R_{см} T, \quad (2.3)$$

где

$$R_{см} = 8314 \sum_{i=1}^n g_i / \mu_i. \quad (2.4)$$

Из уравнения (2.3) следует, что смесь идеальных газов также подчиняется уравнению Клапейрона. Поскольку $R_i = 8314/\mu_i$ то из (2.4) следует, что газовая постоянная смеси [Дж/(кг·К)] имеет вид

$$R_{см} = 8314 \sum_{i=1}^n g_i / \mu_i, \quad (2.5)$$

Кажущаяся молекулярная масса смеси. Выразим формально газовую постоянную смеси R , введя кажущуюся молекулярную массу смеси $\mu_{см}$:

$$R_{см} = 8314 / \mu_{см}, \quad (2.6)$$

Сравнивая правые части соотношений (2.5) и (2.6), найдем:

$$\mu_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n g_i / \mu_i}.$$

Из определения массовых долей следует, что

$$g_i = m_i / m = \mu_i N_i / (\mu_{см} N) = \mu_i r_i / \mu_{см}$$

Просуммировав это соотношение, для всех компонентов и учитывая, что $\sum_{i=1}^n g_i = 1$, получим выражение для кажущейся молекулярной массы смеси, заданной объемными долями:

$$\mu_{см} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i, \quad (2.7)$$

Соотношение между объемными и массовыми долями. Учитывая (2.7), получаем $g_i = \mu_i r_i / \sum_{i=1}^n r_i \mu_i$.

Поскольку $r_i = N_i / N = N_i / \sum_{i=1}^n N_i$, то $r_i = \frac{m_i / \mu_i}{\sum_{i=1}^n m_i / \mu_i}$

Разделив числитель и знаменатель этой формулы на массу смеси m , получим

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

Задача. В баллоне находилась масса $m_1=10$ кг газа при давлении $p_1=10$ МПа. Какую Δm газа взяли из баллона, если давление стало равным $p_2=2,5$ МПа? Температуру газа считать постоянной.

Дано:

$$m_1=10 \text{ кг}$$

$$p_1=10 \text{ МПа}=10^7 \text{ Па}$$

$$p_2=2,5 \text{ МПа}=2,5 \cdot 10^6 \text{ Па}$$

$$T=\text{const}$$

$$\Delta m=?$$

Решение:

Согласно уравнению Менделеева-Клапейрона для первоначального состояния:

$$p_1 V_1 / T = m_1 R / M \quad (1)$$

Для конечного состояния:

$$p_2 V_2 / T = m_2 R / M \quad (2)$$

Разделив (1) на (2), получим:

$$p_1 V_1 / p_2 V_2 = m_1 / m_2.$$

Поскольку объём баллона не изменяется (т.е. $V=\text{const}$), то $p_1/p_2=m_1/m_2$ или $p_1/p_2=m_1/(m_1-\Delta m)$;

$$\Delta m / m_1 = (p_1 - p_2) / p_1, \text{ откуда } \Delta m = m_1 (p_1 - p_2) / p_1;$$

$$\Delta m = 7,5 \text{ кг.}$$

Ответ: $\Delta m=7,5$ кг

Вопросы для самопроверки.

1. Что такое термодинамический процесс?
2. Какие термодинамические процессы можно считать равновесными, а какие неравновесными?
3. Дайте определение релаксации.
4. Как можно определить время релаксации?
5. Перечислите основные газовые законы идеального газа.
6. Какими способами может задаваться газовая смесь?
7. Какой формулой может быть вычисленная газовая постоянная смеси газов?
8. В чем заключается закон Дальтона?

Лекция 3. Первый закон термодинамики. Внутренняя энергия. Работа и теплота. Теплоемкость. Внутренняя энергия.

Внутренняя энергия системы включает в себя: кинетическую энергию поступательного, вращательного и колебательного движения частиц; потенциальную энергию взаимодействия частиц; энергию электронных оболочек атомов; внутриядерную энергию.

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

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

Для сложной системы она определяется суммой энергий отдельных частей, т. е. обладает свойством аддитивности. Величина $u=U/m$, называемая удельной внутренней энергией (Дж/кг), представляет собой внутреннюю энергию единицы массы вещества.

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

$$u = f(p, V); u = f(p, T); u = f(V, T).$$

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

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

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. Если выразить внутреннюю энергию в виде функции удельного объема и температуры, то

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

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:

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

Для задач технической термодинамики важно не абсолютное значение внутренней энергии, а ее изменение в различных термодинамических процессах. Поэтому начало отсчета внутренней энергии может быть выбрано произвольно. Например, в соответствии с международным соглашением для воды за нуль принимается значение внутренней энергии при температуре 0,01 °С и давлении 610,8 Па, а для идеальных газов — при 0 °С вне зависимости от давления.

Работа расширения.

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

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

Если газу сообщить некоторое количество теплоты, то он будет расширяться, совершая при этом работу против внешнего давления p , оказываемого на него средой. Газ действует на каждый элемент оболочки dF с силой, равной $p dF$ и, перемещая ее по нормали к поверхности на расстояние

dn , совершает элементарную работу $pdFdn$. Общую работу, совершенную в течение бесконечно малого процесса, получим, интегрируя данное выражение по всей поверхности F оболочки: $\delta L = p \int_F dFdn$.

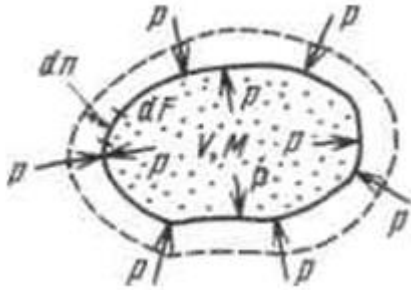


Рис. 3.1 Газ массой m и объемом V , заключенный в эластичную оболочку с поверхностью F .

Из рис. 3.1 видно, что изменение объема dV выражается в виде интеграла по поверхности: $dV = \int_F dFdn$, следовательно

$$\delta L = pdV, (3.1)$$

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

$$L = \int_{V_1}^{V_2} pdV.$$

Из (3.1) следует, что 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 расширения к 1 кг массы рабочего тела, получим

$$l = L/m;$$

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

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

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad (3.2)$$

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

Формулы (3.1) — (3.2) 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. На рисунке 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 площадь заштрихованной вертикальной полоски равна $p dv = \delta l$. 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* (рис. 3.2).

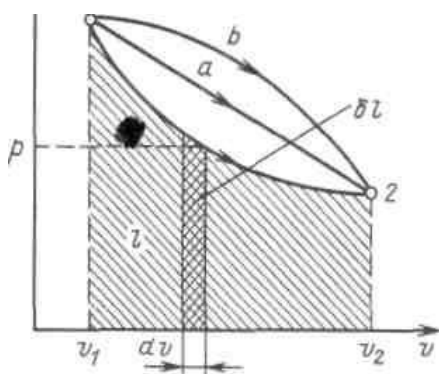


Рис. 3.2 - Графическое изображение работы в p, v – координатах

Каждому пути перехода системы из состояния 1 в состояние 2 (например, 12, 1a2 или 1b2) соответствует своя работа расширения.

Следовательно, *работа зависит от характера термодинамического процесса*, а не является функцией только исходного и конечного состояний системы. С другой стороны, $\int p dv$ зависит от пути интегрирования и, следовательно, элементарная работа δl не является полным дифференциалом.

Работа всегда связана с перемещением макроскопических тел в пространстве, например, перемещением поршня, деформацией оболочки, поэтому она характеризует упорядоченную (макрофизическую) форму передачи энергии от одного тела к другому и является мерой переданной энергии. Поскольку величина δl пропорциональна увеличению объема, то в качестве рабочих тел, предназначенных для преобразования тепловой энергии в механическую, целесообразно выбирать такие, которые обладают способностью значительно увеличивать свой объем. 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.

Теплота и работа.

Тела, участвующие в процессе, обмениваются между собой энергией. Энергия одних тел увеличивается, других – уменьшается. Передача энергии от одного тела к другому происходит 2-мя способами:

Первый способ передачи энергии при непосредственном контакте тел, имеющих различную температуру, путем обмена кинетической энергии между молекулами соприкасающихся тел (или лучистым переносом при помощи электромагнитных волн).

Энергия передается от более нагретого тела к менее нагретому.

Энергия кинетического движения молекул называется *тепловой*, поэтому такой способ передачи энергии называется передача энергии в форме теплоты. Количество энергии, полученной телом в форме теплоты,

называется подведенной теплотой (сообщенной), а количество энергии, отданное телом в форме теплоты – отведенной теплотой (отнятой).

Обычное обозначение теплоты Q , размерность Дж. В практических расчетах важное значение приобретает отношение теплоты к массе – удельная теплота обозначается q размерность Дж/кг.

Подведенная теплота – положительна, отведенная – отрицательна.

Второй способ передачи энергии связан с наличием силовых полей или внешнего давления. Для передачи энергии этим способом тело должно либо передвигаться в силовом поле, либо изменять свой объем под действием внешнего давления.

Этот способ называется *передачей энергии в форме работы*.

Если в качестве примера тела рассматривать газ в сосуде с поршнем то в случае приложения внешней силы к поршню происходит сжатие газа - работа совершается над телом, а в случае расширения газа в сосуде работу, перемещение поршня, совершает само тело (газ).

Количество энергии, полученное телом в форме работы называется *совершенной над телом работой*, а отданная – *затраченной телом работой*.

Первый закон термодинамики.

Первый закон термодинамики является основой термодинамической теории и имеет огромное прикладное значение при исследовании термодинамических процессов. Этот закон является законом сохранения и превращения энергии: "Энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных физических процессах".

Для термодинамических процессов закон устанавливает взаимосвязь между теплотой, работой и изменением внутренней энергии термодинамической системы: "Теплота, подведенная к системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы и совершение работы".

Уравнение первого закона термодинамики имеет следующий вид:

$$Q = (U_2 - U_1) + L, (3.4)$$

где Q - количества теплоты подведенная (отведенная) к системе; L - работа, совершенная системой (над системой); $(U_2 - U_1)$ - изменение внутренней энергии в данном процессе. Если $Q > 0$ - теплота подводится к системе; $Q < 0$ - теплота отводится от системы; $L > 0$ - работа совершается системой; $L < 0$ - работа совершается над системой.

Для единицы массы вещества уравнение первого закона термодинамики имеет вид:

$$q = Q/m = (u_2 - u_1) + l, \quad (3.5)$$

В дальнейшем все формулы и уравнения будут даны в основном для единицы массы вещества.

1-й закон термодинамики указывает, что для получения полезной работы (L) в непрерывно действующем тепловом двигателе надо подводить (затрачивать) теплоту (Q).

"Двигатель, постоянно производящий работу и не потребляющий никакой энергии называется вечным двигателем I рода."

Из этого можно высказать следующее определение 1-го закона термодинамики: "Вечный двигатель первого рода невозможен".

Теплоемкость газа.

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

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

удельную объемную теплоемкость c' , отнесенную к количеству газа, содержащегося в 1 м³ объема при нормальных физических условиях, Дж/(м³·К);

удельную мольную теплоемкость μc , отнесенную к одному киломолю, Дж/(кмоль·К).

Зависимость между удельными теплоемкостями устанавливается очевидными соотношениями: $c = \mu c / \mu$; $c' = c \rho_n$

Здесь ρ_n — плотность газа при нормальных условиях.

Изменение температуры тела при одном и том же количестве сообщаемой теплоты зависит от характера, происходящего при этом процессе, поэтому *теплоемкость является функцией процесса*. Это означает, что одно и то же рабочее тело в зависимости от процесса требует для своего нагревания на 1 К различного количества теплоты. Величина c изменяется в пределах от $+\infty$ до $-\infty$.

В термодинамических расчетах большое значение имеют:

теплоемкость при постоянном давлении

$$c_p = \delta q_p / dT ,$$

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

теплоемкость при постоянном объеме

$$c_v = \delta q_v / dT , \quad (3.3)$$

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

В соответствии с первым законом термодинамики для закрытых систем, в которых протекают равновесные процессы $\delta q = (du + p dv)$, и

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

Для изохорного процесса ($v = \text{const}$) это уравнение принимает вид $\delta q_v = (\partial u / \partial T)_v dT$. Учитывая (3.3), получаем, что

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

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 увеличением температуры.

Для идеального газа

$$c_v = \partial u / \partial T$$

Для изобарного процесса получаем

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

или

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

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 следует $p(dv/dT)_p = R$, откуда

$$c_p = c_v + R.$$

Это соотношение называется *уравнением Майера* и является одним из основных в технической термодинамике идеальных газов.

В процессе $v = \text{const}$ теплота, сообщаемая газу, идет лишь на изменение его внутренней энергии, тогда как в процессе $p = \text{const}$ теплота расходуется и на увеличение внутренней энергии и на совершение работы против внешних сил. Поэтому c_p больше c_v на величину этой работы.

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

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

Числовое значение теплоемкости идеального газа позволяет найти классическая теория теплоемкости, основанная на теореме о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул. Согласно этой теореме внутренняя энергия идеального газа прямо пропорциональна числу степеней свободы молекул и энергии $kT/2$, приходящейся на одну степень свободы. Для 1 моля газа

$$U = \frac{i}{2} N_a kT = \frac{i}{2} \mu RT,$$

где N_a — число Авогадро; i — число степеней свободы (число независимых переменных, которые нужно задать для того, чтобы полностью определить положение молекулы в пространстве).

Молекула одноатомного газа имеет три степени свободы соответственно трем составляющим в направлении координатных осей, на которые может быть разложено поступательное движение. Молекула двухатомного газа имеет пять степеней свободы, так как помимо поступательного движения она может вращаться около двух осей, перпендикулярных линии, соединяющей атомы (энергия вращения вокруг оси, соединяющей атомы, равна нулю, если атомы считать точками). Молекула трехатомного и вообще многоатомного газа имеет шесть степеней свободы: три поступательных и три вращательных.

Поскольку для идеального газа

$$\mu c_v = dU/dT = \frac{1}{2} i \mu R,$$

то молярные теплоемкости одно-, двух- и многоатомных газов равны соответственно:

$$\mu c_v = \frac{3}{2} \mu R = 12,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}};$$

$$\mu c_v = \frac{5}{2} \mu R = 20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}};$$

$$\mu c_v = \frac{6}{2} \mu R = 24,9 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

Результаты классической теории теплоемкости достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными в области комнатных температур (табл. 3.1), однако основной вывод о независимости от температуры эксперимент не подтверждает. Расхождения, особенно существенные в области низких и достаточно высоких температур, связаны с квантовым поведением молекул и находят объяснения в рамках квантовой теории теплоемкости.

Теплоемкость некоторых газов при $t = 0^\circ\text{C}$ в идеально-газовом состоянии

Таблица № 3.1.

| Газ | Число степеней свободы | Мольная теплоемкость, кДж/(кмоль·К) | $k = c_p/c_v$ |
|----------------------------------|------------------------|-------------------------------------|---------------|
| Гелий He | 3 | 12,60 | 1,660 |
| Аргон Ar | 3 | 12,48 | 1,660 |
| Кислород O ₂ | 5 | 20,96 | 1,397 |
| Водород H ₂ | 5 | 20,30 | 1,410 |
| Азот N ₂ | 5 | 20,80 | 1,400 |
| Метан CH ₄ | 6 | 26,42 | 1,315 |
| Аммиак NH ₃ | 6 | 26,67 | 1,313 |
| Диоксид углерода CO ₂ | 6 | 27,55 | 1,302 |

Эта теория устанавливает, прежде всего, несправедливость теоремы о равномерном распределении энергии по степени свободы в области низких и высоких температур. С уменьшением температуры газа происходит «вымораживание» числа степеней свободы молекулы. Так, для двухатомной молекулы происходит «вымораживание» вращательных степеней свободы и она вместо пяти имеет три степени свободы, а следовательно, и меньшую внутреннюю энергию и теплоемкость. С увеличением температуры у многоатомных молекул происходит возбуждение внутренних степеней свободы за счет возникновения колебательного движения атомов молекулы (молекула

становится осциллятором). Это приводит к увеличению внутренней энергии, а следовательно, и теплоемкости с ростом температуры.

Теплоемкость реального газа зависит от давления, правда, очень слабо.

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

Средней теплоемкостью c_{cp} данного процесса в интервале температур от t_1 до t_2 называется отношение количества теплоты, сообщаемой газу, к разности конечной и начальной температур:

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

Выражение

$$c = \delta q / dT \quad (*)$$

определяет теплоемкость при данной температуре или так называемую истинную теплоемкость. Из (*) следует, что

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt,$$

поэтому

$$c_{cp} \Big|_{t_1}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} c dt / (t_2 - t_1).$$

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 .

Задача 1. Азот массой 14 г находится при температуре 27 °С. В результате изобарного расширения объем газа увеличился в 2 раза. Определите: изменение внутренней энергии газа; работу расширения газа; количество теплоты, сообщенное азоту. Удельная теплоемкость азота равна $1,05 \cdot 10^3$ Дж/(кг К).

Дано:

$$m=14 \text{ г} = 14 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$$

$$M=28 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$$

$$T_1=27 \text{ }^\circ\text{C}=300 \text{ К}$$

$$V_2=2V_1$$

$$c=1,05 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг К)}$$

$$p=\text{const}$$

$$L, \Delta U, Q - ?$$

Решение:

Изменение внутренней энергии газа массой m при его нагревании от температуры T_1 до T_2

$$\Delta U = mc(T_2 - T_1)$$

Поскольку расширение происходит изобарно, то по

закону Гей-Люссака $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$

и по условию $V_2=2V_1$, то можно определить конечную температуру азота

$$T_2 = \frac{V_2 T_1}{V_1} = \frac{2V_1 T_1}{V_1} = 2T_1$$

Подставляя последнее уравнение в первую формулу,

получаем

$$\Delta U = mc(2T_1 - T_1) = mcT_1$$

Работа изобарного расширения с учетом условия

$$V_2=2V_1$$

$$L = p(V_2 - V_1) = p(2V_1 - V_1) = pV_1$$

Согласно уравнению Менделеева-Клапейрона,

$pV_1 = \frac{m}{M} RT_1$ Выражая, объем из последнего уравнения и подставляя формулу работы. Находим искомую работу расширения газа.

$$L = \frac{mRT_1}{M} .$$

Сообщенное газу количество теплоты, согласно первому закону термодинамики $Q = \Delta U + L$

$$\text{Ответ: } \Delta U=4,41 \text{ кДж, } L=1,25 \text{ кДж, } Q=5,66 \text{ кДж}$$

Вопросы для самопроверки.

1. Что такое внутренняя энергия рабочего тела и от чего она зависит?
2. Сущность и формулировка первого закона термодинамики.
3. Способы передачи энергии от одного тела к другому.
4. Чем определяется работа газа в процессе на pV -диаграмме?
5. Что называется теплоемкостью тела?
6. Перечислите виды теплоемкостей тела.
7. Пределы изменения теплоемкости.
8. Как следует понимать теплоемкость изохорную и изобарную?
9. Выведите уравнение Майера.
10. Суть классической теории теплоемкости.

Лекция 4. Аналитическое выражение первого закона термодинамики. Энтальпия. Энтропия.

Термодинамика основывается на трёх законах – началах, которые сформулированы на основе экспериментальных данных и поэтому могут быть приняты как постулаты.

Аналитическое выражение первого закона термодинамики

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

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

В числе первых ученых, утверждавших принцип сохранения материи и энергии, был наш соотечественник М. В. Ломоносов (1711 — 1765 гг.).

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

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

$$\delta Q = dU + \delta L, (4.1)$$

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 или 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 без теплообмена называется адиабатным. Для него уравнение (4.1) принимает вид:

$$\delta L = -dU.$$

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

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

$$\delta Q = dU,$$

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

$dU=0$ – внутренняя энергия системы не изменяется

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

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

Для системы, содержащей 1 кг рабочего тела

$$\delta q = du + \delta l, (4.2)$$

Проинтегрировав уравнения (4.1) и (4.2) для некоторого процесса, получим выражение первого закона термодинамики в интегральной форме:

$$Q = \Delta U + L; \text{ или } q = \Delta u + l.$$

Энтальпия

В термодинамике важную роль играет сумма внутренней энергии системы U и произведения давления системы p на ее объем V , называемая энтальпией и обозначаемая H :

$$H = U + pV.$$

Так как входящие в нее величины являются функциями состояния, то и сама энтальпия является функцией состояния. Так же как внутренняя энергия, работа и теплота, она измеряется в джоулях (Дж).

Энтальпия обладает свойством аддитивности. Величина

$$h = u + pv,$$

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

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

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

а величина dh является полным дифференциалом.

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

Физический смысл энтальпии выясним на следующем примере. Рассмотрим расширенную систему, включающую газ в цилиндре и поршень с грузом общим весом G (Рис 4.1).

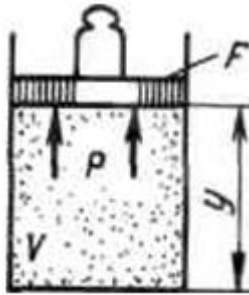


Рис. 4.1 Газ в цилиндре с площадью поперечного сечения F и поршень с грузом общим весом G .

Энергия этой системы складывается из внутренней энергии газа и потенциальной энергии поршня с грузом в поле внешних сил: $E = U + Gy$. В условиях равновесия ($G = pF$) эту функцию можно выразить через параметры газа: $E = U + pFy = U + pV$. Получаем, что $E \equiv H$, т.е. энтальпию можно трактовать как энергию расширенной системы.

Уравнение $\delta q = du + \delta l$ в случае, когда единственным видом работы является работа расширения, с учетом очевидного соотношения $p dv = d(pv) - v dp$ может быть записано в виде

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

или

$$\delta q = dh - v dp.$$

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

$$\delta q_p = dh \text{ и } q_p = h_2 - h_1.$$

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

Это выражение очень часто используется в расчетах, так как огромное количество процессов подвода теплоты в теплоэнергетике (в паровых котлах, камерах сгорания газовых турбин и реактивных двигателей, теплообменных

аппаратах), а также целый ряд процессов химической технологии и многих других осуществляется при постоянном давлении. Кстати, по этой причине в таблицах термодинамических свойств обычно приводятся значения энтальпии, а не внутренней энергии.

Для идеального газа получим

$$dh = du + d(pv) = c_v dT + R dT = (c_v + R)dT = c_p dT.$$

Так как между энтальпией и внутренней энергией существует связь $h = u + pv$, выбор начала отсчета одной из них не произволен. В точке, принятой за начало отсчета внутренней энергии,

$$h = pv.$$

Например, для воды при $t=0,01^\circ\text{C}$ и $p = 610,8 \text{ Па}$, $u = 0$, а $h = pv = 0,611 \text{ Дж/кг}$.

При расчетах практический интерес представляет изменение энтальпии в конечном процессе:

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

Энтропия.

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

В математике доказывается, что дифференциальный двучлен всегда можно превратить в полный дифференциал путем умножения (или деления) на интегрирующий множитель (или делитель). Таким интегрирующим делителем для элементарного количества теплоты q является абсолютная температура T .

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

$$\frac{\delta q}{T} = \frac{c_v dT + pdv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}, \quad (4.3)$$

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

Таким образом, аналитически энтропия определяется следующим образом:

$$ds = \frac{\delta q}{T}, \quad (4.4)$$

Формула (4.4) справедлива как для идеальных газов, так и для реальных тел. Подобно любой другой функции состояния энтропия может быть представлена в виде функции любых двух параметров состояния:

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

Значение энтропии для заданного состояния определяется интегрированием уравнения (4.4):

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

где s_0 - константа интегрирования.

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

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

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

поэтому энтропию тоже часто отсчитывают от произвольно выбранного уровня.

Получим формулы, позволяющие вычислить изменение энтропии идеального газа. Для этого проинтегрируем уравнение (4.3), положив для простоты $c_v = \text{const}$:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(T_2/T_1) + R \ln(v_2/v_1), \quad (4.5)$$

Из уравнения Клапейрона, записанного для состояний 1 и 2, следует:

$$T_2/T_1 = p_2 v_2 / p_1 v_1; \quad v_2/v_1 = T_2 p_1 / T_1 p_2.$$

После подстановки отношений и в выражение (4.4) получим следующие формулы для изменения энтропии идеального газа:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1) - R \ln(p_2/p_1);$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(p_2/p_1) + c_p \ln(v_2/v_1), \quad (4.6)$$

Поскольку энтропия есть функция состояния рабочего тела, уравнениями (4.5) — (4.6) можно пользоваться вне зависимости от пути перехода рабочего тела между состояниями 1 и 2 и, в частности, от того, равновесный этот переход или нет.

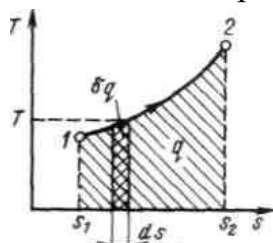


Рис. 4.2 Графическое изображение теплоты в T, s – координатах

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 4.2).

В равновесном процессе

$$\delta q = T ds;$$

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

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 $\delta q = T ds$ 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 подводе теплоты к телу ($\delta q > 0$) его энтропия возрастает ($ds > 0$), а при отводе теплоты ($\delta q < 0$) – убывает ($ds < 0$).

Вопросы для самопроверки.

1. Применение первого закона термодинамики к изопроцессам.
2. Физический смысл энтальпии.
3. Что такое энтальпия? Чем она отличается от внутренней энергии рабочего тела?
4. Физический смысл энтропии.
5. Дать определения второго и третьего законов термодинамики.
6. Что изображается элементарной площадкой в T, s -диаграмме.

Лекция 5 и 6. Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах. Изобарный, изохорный, изотермический, адиабатный, политропный процессы.

Основными процессами, весьма важными и в теоретическом, и в прикладном отношении, 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 $pv^n = const$.

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

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

вычисляется работа изменения объема газа;

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

определяется изменение внутренней энергии системы в процессе;

определяется изменение энтропии системы в процессе.

Изохорный процесс. При изохорном процессе выполняется условие $dv = 0$ или $v = const$. Из уравнения состояния идеального газа следует, что $p/T = R/v = const$, т. е. давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре:

$$p_2/p_1 = T_2/T_1.$$

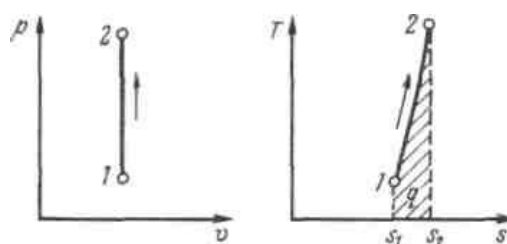


Рис. 5.1 Изображение изохорного процесса в p, v - и T, s -координатах
Работа расширения в этом процессе равна нулю, так как $dv = 0$.

Количество теплоты, подведенной к рабочему телу в процессе 12 при $c_v = const$, определяется как:

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

При переменной теплоемкости

$$q = c_{vcp} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = c_{vcp} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{vcp} \Big|_0^{t_1} t_1,$$

где c_{vcp} — средняя массовая изохорная теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2 .

Так как $l = 0$, то в соответствии с первым законом термодинамики

$$\Delta u = q$$

и

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

Поскольку внутренняя энергия идеального газа является функцией только его температуры, то полученные формулы справедливы для любого термодинамического процесса идеального газа.

Изменение энтропии в изохорном процессе определяется по формуле

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

т. е. зависимость энтропии от температуры на изохоре при $c_v = const$ имеет логарифмический характер.

Изобарный процесс. Из уравнения состояния идеального газа при $p = const$ находим $\nu/T = R/p = const$, или $\nu_2/\nu_1 = T_2/T_1$, т. е. в изобарном процессе объем газа пропорционален его абсолютной температуре (закон Гей-Люссака, 1802 г.). На рисунке изображен график процесса.

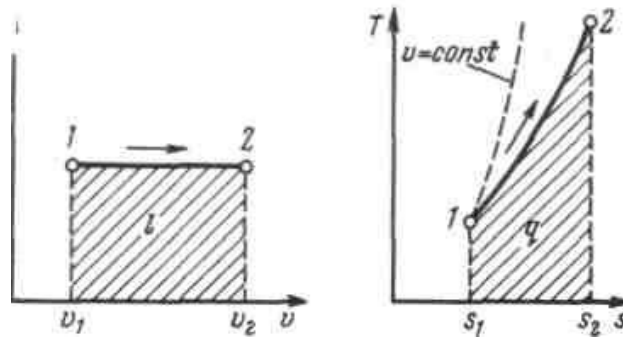


Рис. 5.2 Изображение изобарного процесса в p, v - и T, s -координатах

Из выражения $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ следует, что $l = p(v_2 - v_1)$.

Так как $p v_1 = RT_1$ и $p v_2 = RT_2$, то одновременно

$$l = R(T_2 - T_1)$$

Количество теплоты, сообщаемое газу при нагревании (или отдаваемое им при охлаждении):

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_{p\text{ср}} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1),$$

где $c_{p\text{ср}}$ - средняя массовая изобарная теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2 при $c_p = \text{const}$

$$q = c_p (t_2 - t_1).$$

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

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

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, $p v = RT = \text{const}$, или

$$p_2/p_1 = v_2/v_1,$$

т. е. давление и объем обратно пропорциональны друг другу, так что при изотермическом сжатии давление газа возрастает, а при расширении — падает (закон Бойля — Мариотта, 1662 г.).

Графиком изотермического процесса в p, v – координатах является равнобокая гиперболоа, для которой координатные оси служат асимптотами.

Работа процесса:

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

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

$$q = l.$$

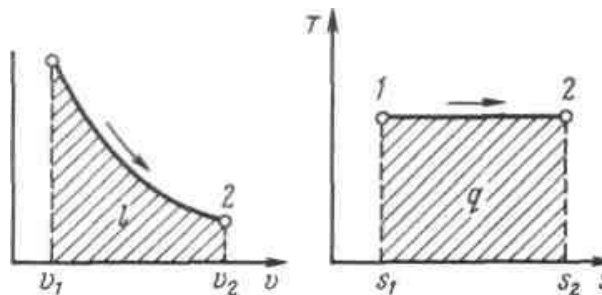


Рис. 5.3 Изображение изотермического процесса в p, v - и T, s -координатах.

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

Изменение энтропии в изотермическом процессе выражается формулой

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

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

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

Уравнения первого закона термодинамика для адиабатного процесса принимают вид: $c_p dT - v dp = 0$; $c_v dT + p dv = 0$. Поделив первое уравнение на второе, получим

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

Интегрируя последнее уравнение при условии, что $k = c_p/c_v = \text{const}$, находим

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

После потенцирования имеем

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

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

$$k = c_p/c_v$$

называется показателем адиабаты. Подставив $c_p = c_v + R$, получим k . Согласно классической кинетической теории теплоемкость газов не зависит от температуры, поэтому можно считать, что величина k также не зависит от температуры и определяется числом степеней свободы молекулы. Для одноатомного газа $k = 1,66$, для двухатомного $k = 1,4$, для трех- и многоатомных газов $k = 1,33$.

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

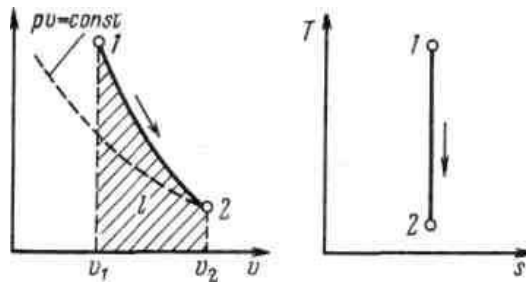


Рис. 5.4 Изображение адиабатного процесса в p, v - и T, s -координатах

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

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1};$$

$$T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k}.$$

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

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

Так как

$$p_1 v_1 = RT_1 \text{ и } p_2 v_2 = RT_2,$$

то

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

В данном процессе теплообмен газа с окружающей средой исключается, поэтому $q=0$. Выражение $c = \delta q/dT$ показывает, что теплоемкость адиабатного процесса равна нулю.

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

Политропный процесс и его обобщающее значение. Любой произвольный процесс можно описать в p, v -координатах (по крайней мере на небольшом участке) уравнением

$$p v^n = \text{const},$$

подбирая соответствующее значение n . Процесс, описываемый таким уравнением, называется политропным. Показатель политропы n может принимать любое численное значение в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, но для данного процесса он является величиной постоянной.

Из 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:

$$p_2/p_1 = (v_1/v_2)^n; T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{n-1}; T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{n-1/n}, \quad (5.1)$$

Работа расширения газа в политропном процессе имеет вид

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

Так как для политропы в соответствии с (5.1)

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

то

$$l = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} dv/v^n = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad (5.2)$$

Уравнение (5.1) можно преобразовать к виду:

$$\begin{cases} l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2); \\ l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right); \\ l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \end{cases}$$

Количество подведенной (или отведенной) в процессе теплоты можно определить с помощью уравнения первого закона 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

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

где

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}$$

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

Изменение энтропии

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

Политропный процесс имеет обобщающее значение, либо охватывает всю совокупность основных термодинамических процессов. Ниже приведены характеристики термодинамических процессов (Таблица №5.1).

Таблица № 5.1.

| Процесс | n | c_n |
|----------------|-----------|----------|
| Изохорный | $+\infty$ | c_v |
| Изобарный | 0 | c_p |
| Изотермический | 1 | ∞ |
| Адиабатный | k | 0 |

На рисунке показано взаимное расположение на p, V - и T, s -диаграммах политропных процессов с разными значениями показателя политропы. Все процессы начинаются в одной точке («в центре»).

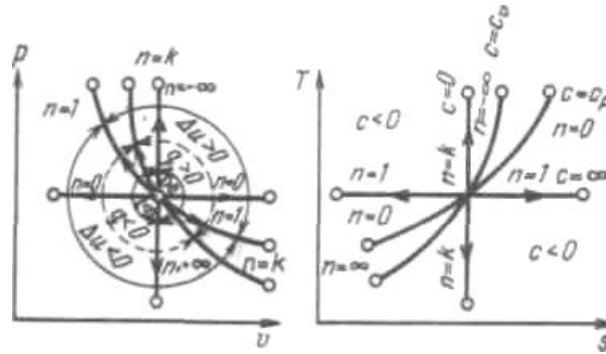


Рис. 5.5 Изображение основных термодинамических процессов идеального газа

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, 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, 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.

Задача. Азот массой 56 г, находящийся при нормальных условиях, расширяется адиабатно, причем объем газа увеличивается в два раза. Определите: изменение внутренней энергии газа; работу расширения газа.

Дано:

$$M=28 \cdot 10^{-3}$$

кг/моль

$$m=56$$

$$\Gamma=56 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$$

$$T=273 \text{ К}$$

$$V_2=2V_1$$

$$\Delta U, L - ?$$

Решение:

При изменении внутренней энергии газа при переходе из первоначального состояния в его конечное

$$\Delta U = \frac{m}{M} C_v (T_2 - T_1)$$

Где C_v – молярная теплоемкость при постоянном объеме.

Уравнение Пуассона

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$$

$$\text{где показатель адиабаты } \gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i} = 1,4$$

Из последнего уравнения найдем

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

Подставим последнее выражение в первую формулу, получим изменение внутренней энергии

$$\Delta U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} R T_1 \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} - 1 \right]$$

Согласно первому началу термодинамики, количество теплоты Q , переданное газу, расходуется на изменение его внутренней энергии ΔU и на работу расширения L , совершаемую газом:

$$Q = \Delta U + L$$

Так как процесс адиабатный, то $Q=0$, следовательно

$$L = -\Delta U$$

$$\text{Ответ: } \Delta U = -2,75 \text{ кДж, } L = 2,75 \text{ кДж}$$

Вопросы для самопроверки.

1. Запишите уравнения состояния для термодинамических процессов.
2. Чем определяется показатель адиабаты?
3. Теплоемкость идеального газа политропического процесса.
4. Запишите изменения энтропии при различных термодинамических процессах.
5. Изобразите термодинамические процессы идеального газа в p, v - и T, s -координатах

Лекция 7. Второй закон термодинамики. Формулировка второго закона термодинамики. Цикл Карно.

Общая формулировка второго закона термодинамики.

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

В 1755 г. французская Академия наук «раз и навсегда» объявила, что не будет больше принимать на рассмотрение какие-либо проекты вечных двигателей.

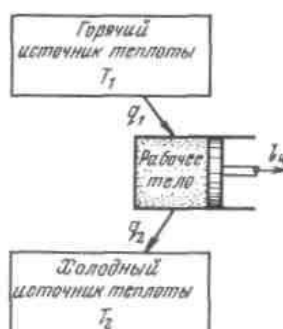


Рис. 7.1 Термодинамическая схема теплового двигателя

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 в периодически повторяющемся процессе нельзя. Многолетние попытки осуществить такой процесс не увенчались успехом. Это связано с существованием фундаментального закона природы, называемого вторым законом термодинамики. Чтобы выяснить его сущность, обратимся к принципиальной схеме теплового двигателя рис.7.1.

Как показал опыт, все без исключения тепловые двигатели должны иметь горячий источник теплоты, рабочее тело, совершающее замкнутый 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.

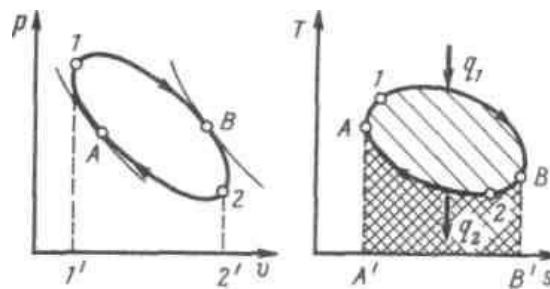


Рис. 7.2 Круговой процесс (цикл) в p, v - и T, s -координатах

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

Для того чтобы двигатель непрерывно производил механическую энергию, работа расширения должна быть больше работы сжатия. Поэтому кривая сжатия $2A1$ должна лежать ниже кривой расширения. Затраченная в процессе $2A1$ работа изображается площадью $2A11'2'$. В результате каждый килограмм рабочего тела совершает за цикл полезную работу $l_{ц}$, эквивалентную площади $1B2A1$, ограниченной контуром цикла. Цикл можно разбить на два участка: $A1B$, на котором происходит подвод теплоты q_1 , и $B2A$, на котором происходит отвод теплоты q_2 . В точках A и B 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 1 кг рабочего тела:

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

Здесь 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

$$q_u = l_u, (7.1)$$

где $q_u = \oint \delta q$ представляет собой ту часть теплоты горячего источника, которая превращена в работу. Это – теплота, полезно использованная в цикле, она равна разности теплоты $q_1 - q_2$ 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:

$$\eta_t = l_u / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1 .$$

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

Соотношение (7.1) является математическим выражением принципа эквивалентности тепловой и механической энергии.

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

Тепловой двигатель без холодного источника теплоты, 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 теплоты от некоторого источника*».

Проблема создания вечного двигателя привлекала исследователей на протяжении длительного времени. Человечество овладело бы неисчерпаемыми запасами внутренней энергии тел, будь построен вечный двигатель второго рода. Действительно, количество теплоты, выделяющейся при охлаждении, например, земного шара всего на 1 К (масса земного шара равна $6 \cdot 10^{24}$ кг, его удельную теплоемкость примем равной 840 Дж/(кг·К), равно $5 \cdot 10^{27}$ Дж. Для сравнения следует указать, что в 2000 г. мировое потребление всех энергоресурсов мира не превысит $5 \cdot 10^{20}$ Дж, т. е. будет в 10 миллионов раз меньше.

Прямой цикл Карно

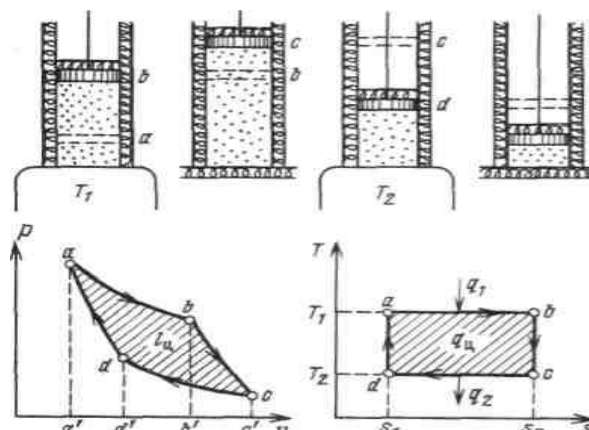
Итак, для превращения теплоты в работу в непрерывно действующей машине нужно иметь, по крайней мере, тело или систему тел, от которых можно было бы получить теплоту (горячий источник); рабочее тело, совершающее термодинамический процесс, и тело, или систему тел, способную охлаждать рабочее тело, т. е. 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 источники теплоты. Теплоемкость каждого из них столь велика, что отъем рабочим телом теплоты от одного источника и передача ее другому практически не меняет их температуры. Хорошей иллюстрацией могут служить земные недра в качестве горячего источника и атмосфера в качестве холодного.

Единственная возможность осуществления в этих условиях цикла, состоящего только из равновесных процессов, 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 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.

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

Рис. 7.3 Прямой цикл Карно



Вводим цилиндр в соприкосновение с горячим источником теплоты. Расширяясь изотермически при температуре 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 , совершая работу l_2 и отводя при этом к нижнему источнику от рабочего тела теплоту $q_2 = T_2(s_2 - s_1)$. Затем снова поставим цилиндр на 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_u .

Подставив в формулу $\eta_t = l_u/q_1 = (q_1 - q_2)/q_1$, справедливую для любого цикла, выражения для q_1 и q_2 , получим, что термический КПД цикла Карно определяется формулой

$$\eta_t = 1 - T_2/T_1.$$

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, причем влияние температур и на значение различно:

$$\partial\eta_t/\partial T_1 = T_2/T_1^2,$$

$$\partial\eta_t/\partial T_2 = -1/T_1 = -T_1/T_1^2,$$

$$\text{а так как } T_1 > T_2, \text{ то } |\partial\eta_t/\partial T_2| > |\partial\eta_t/\partial T_1|.$$

Таким образом, увеличение температуры горячего источника в меньшей степени повышает КПД цикла Карно, чем такое же (в Кельвинах) уменьшение температуры холодного.

Являясь следствием второго закона термодинамики, формула для КПД цикла Карно, естественно, отражает его содержание. Из нее видно, что теплоту горячего источника можно было бы полностью превратить в работу, т. е. получить КПД цикла, равный единице, лишь в случае, когда $T_1 \rightarrow \infty$ либо $T_2 \rightarrow 0$. Оба значения температур недостижимы. (Недостижимость абсолютного нуля температур следует из третьего начала термодинамики).

При $T_1=T_2$ термический КПД цикла равен нулю.

Это указывает на невозможность превращения теплоты в работу, если все тела системы имеют одинаковую температуру, т. е. находятся между собой в тепловом равновесии. Для ориентировки приводим значения термического КПД цикла Карно при различных температурах горячего источника и при температуре холодного источника, равной 10°C .

Таблица №7.1.

| | | | | | | | | |
|---------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $t, ^\circ\text{C}$ | 200 | 400 | 600 | 800 | 1000 | 1200 | 1400 | 1600 |
| η_t | 0,40 | 0,58 | 0,68 | 0,74 | 0,78 | 0,81 | 0,83 | 0,85 |

Приведенные цифры дают КПД идеального цикла. Коэффициент полезного действия реального теплового двигателя, конечно, ниже.

Обратный цикл Карно

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

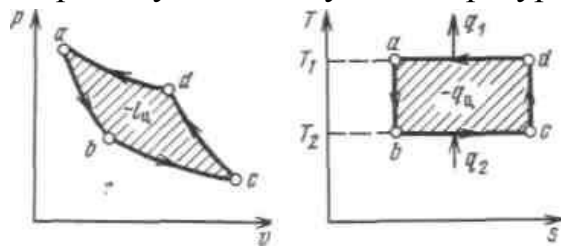


Рис. 7.4 Обратный цикл Карно в p, v - и T, s -диаграммах

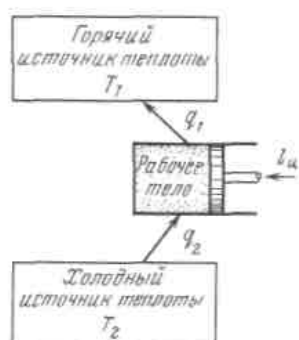


Рис. 7.5 Термодинамическая схема холодильной машины.

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 цикла работу $l_{ц}$, можно перенести теплоту от источника с низкой температурой к источнику с более высокой температурой, при этом нижний источник отдаст количество теплоты q_2 , а верхний получит количество теплоты $q_1 = q_2 + l_{ц}$.

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

В холодильной установке рабочими телами служат, как правило, пары легкокипящих жидкостей – фреона, аммиака и 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:

$$\varepsilon = q_2 / l_{ц} = q_2 / (q_1 - q_2).$$

Для обратного цикла Карно

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

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

Холодильную установку можно использовать в качестве теплового насоса. Если, например, для отопления помещения использовать электронагревательные приборы, то количество теплоты, выделенное в них, будет равно расходу электроэнергии. Если же это количество электроэнергии

использовать в холодильной установке, горячим источником, т. е. приемником теплоты, в которой является отапливаемое помещение, а холодным – наружная атмосфера, то количество теплоты, полученное помещением,

$$q_1 = q_2 + l_{\text{ц}}$$

где q_2 – количество теплоты, взятое от наружной атмосферы, а $l_{\text{ц}}$ – расход электроэнергии. Понятно, что $q_1 > l_{\text{ц}}$, т. е. отопление с помощью теплового насоса выгоднее простого электрообогрева.

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

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

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

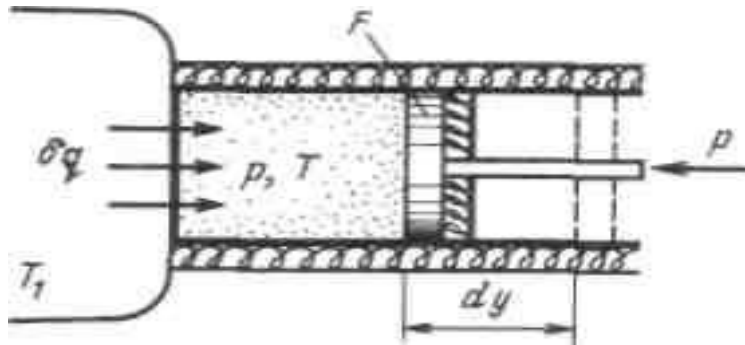
Из рассмотрения обратного цикла Карно следует, что передача теплоты от тела менее нагретого к телу более нагретому возможна, но этот «неестественный» (точнее — несамопроизвольный) процесс требует соответствующей энергетической компенсации в системе. В обратном цикле Карно в качестве такой компенсации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

Изменение энтропии в неравновесных процессах

Рассмотрим принципиальные отличия неравновесных процессов от равновесных на примере расширения газа в цилиндре под поршнем (рис. 7.6), получающего теплоту δq от источника с температурой T_1 и совершающего работу против внешней силы P , действующей на поршень.

Расширение будет равновесным только в 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 $\delta l_{\text{равн}} = Pdy = pdv$, а изменение энтропии рабочего тела в таком процессе $ds_{\text{равн}} = \delta q/T$.



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

Рис. 7.6 Изменения энтропии в неравновесных процессах

Если неравновесность 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 $\delta q_{\text{тр}}$. Работа против внешней силы снова получается меньше, а возрастание энтропии – больше, чем в равновесном процессе с тем же количеством теплоты δq .

Если неравновесность 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 $ds_{\text{равн}} = \delta q/T_1$ в равновесном процессе из-за снижения температуры газа. При том же положении поршня, т. е. заданном удельном объеме v , 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

$$\delta l = P'dy = p'dv < pdv.$$

Итак, *неравновесность 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:

$$ds = \delta q/T + ds_{\text{неравн}}; \delta l = pdv - \delta l_{\text{неравн}},$$

Причем $ds_{\text{неравн}}$ и $\delta l_{\text{неравн}}$ всегда положительны.

Ранее было показано, что для равновесных процессов справедливо соотношение $ds = \delta q/T$. Разобранный пример достаточно наглядно показывает, что в неравновесных процессах $ds > \delta q/T$, если δq — количество подведенной к системе или отведенной от нее теплоты, а T — температура источника теплоты. Обе записи являются аналитическими выражениями второго закона термодинамики:

$$ds = \delta q/T \text{ — в равновесных процессах;}$$

$$ds > \delta q/T \text{ — в неравновесных процессах.}$$

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

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

Самопроизвольные (а значит, и неравновесные) 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.

Следует подчеркнуть, что последнее неравенство применимо только к изолированным системам. Если от системы отводится теплота, то ее энтропия может убывать, однако суммарное изменение энтропии системы и энтропии внешних тел всегда положительно (либо равно нулю, если в системе протекают равновесные процессы).

Когда изолированная система находится в состоянии с максимальной энтропией, то в ней не могут протекать никакие самопроизвольные процессы, потому что любой самопроизвольный процесс неравновесен и сопровождается увеличением энтропии. Поэтому состояние изолированной системы с максимальной энтропией является состоянием ее устойчивого равновесия, и самопроизвольные процессы могут протекать в изолированной системе лишь до тех пор, пока она не достигнет состояния равновесия.

Эксергия

Основываясь на втором начале термодинамики, установим количественное соотношение между работой, которая могла бы быть совершена системой при данных внешних условиях в случае протекания в ней равновесных процессов, и действительной работой, производимой в тех же условиях, при неравновесных процессах.

Рассмотрим изолированную систему, состоящую из горячего источника с температурой T_1 , холодного источника (окружающей среды) с температурой T_0 и рабочего тела, совершающего цикл.

Работоспособностью (или эксергией) теплоты Q_1 , отбираемой от горячего источника с температурой T_1 , называется максимальная полезная работа, которая может быть получена за счет этой теплоты при условии, что холодным источником является окружающая среда с температурой T_0 .

Из предыдущего ясно, что максимальная полезная работа $L'_{\text{макс}}$ теплоты Q_1 представляет собой работу равновесного цикла Карно, осуществляемого в диапазоне температур $T_1 - T_0$.

$$L'_{\text{макс}} = \eta_t Q_1,$$

где $\eta_t = 1 - T_0/T_1$. Таким образом, эксергия теплоты Q_1

$$L'_{\text{макс}} = Q_1(1 - T_0/T_1),$$

т. е. работоспособность теплоты тем больше, чем меньше отношение T_0/T_1 . При $T_1 = T_0$ она равна нулю.

Полезную работу, полученную за счет теплоты Q_1 горячего источника, можно представить в виде $L_1 = Q_1 - Q_2$, где Q_2 — теплота, отдаваемая в цикле холодному источнику (окружающей среде) с температурой T_0 .

Если через $\Delta S_{\text{хол}}$ обозначить приращение энтропии холодного источника, то $Q_2 = T_0 \Delta S_{\text{хол}}$,

тогда

$$L' = Q_1 - T_0 \Delta S_{\text{хол}}, \quad (7.1)$$

Если бы в рассматриваемой изолированной системе протекали только равновесные процессы, то энтропия системы оставалась бы неизменной, а увеличение энтропии холодного источника $\Delta S_{\text{хол}}$ равнялось бы уменьшению энтропии горячего. В этом случае за счет теплоты Q_1 можно было бы получить максимальную полезную работу

$$L'_{\text{макс}} = Q_1 - T_0 \Delta S_{\text{гор}},$$

что следует из уравнения (7.1).

Действительное количество работы, произведенной в этих же условиях, но при неравновесных процессах, определяется уравнением (7.1).

Таким образом, потерю работоспособности теплоты можно записать как $\Delta L = L'_{\text{макс}} - L' = T_0(\Delta S_{\text{хол}} - \Delta S_{\text{гор}})$, но разность $(\Delta S_{\text{хол}} - \Delta S_{\text{гор}})$ представляет собой изменение энтропии рассматриваемой изолированной системы, поэтому

$$\Delta L = T_0 \Delta S_{\text{сист}}, \quad (7.2)$$

Величина ΔL определяет *потерю работы*, обусловленную рассеиванием энергии, вследствие, неравновесности протекающих в системе процессов. *Чем больше неравновесность процессов* (мерой, которой является увеличение энтропии изолированной системы $\Delta S_{\text{сист}}$), *тем меньше производимая системой работа*.

Уравнение (7.2) называют уравнением Гюи – Стодолы по имени французского физика М. Гюи, получившего это уравнение в 1889 г., и словацкого теплотехника А. Стодолы, впервые применившего это уравнение.

Вопросы для самопроверки.

1. Дать определение кругового процесса (цикла).
2. Из каких процессов состоит цикл Карно?
3. Какие циклы называются прямыми и обратными?
4. За счет чего осуществляется прямой круговой процесс?
5. Напишите формулу для определения термического КПД цикла?
6. Что большей степени приводит к увеличению КПД цикла увеличение температуры горячего источника или уменьшению температуры холодного?
7. В чем сущность второго закона термодинамики?
8. Как называются машины для передачи тепла от холодного источника к горячему?
9. Что такое холодильный коэффициент?
10. Дать определение эксергии.
11. От чего зависят потери работы вследствие неравновесности протекающих в системе процессов?

Задача. Идеальный трехатомный газ количеством вещества 2 моль занимает объем 10 л и находится под давлением 250 кПа. Сначала газ подвергли изохорному нагреванию до температуры 500 К, затем – изотермическому расширению до начального давления, а после этого в результате изобарного сжатия возвратили в первоначальное состояние. Определите КПД цикла.

Дано:

$$i=6$$

$$\nu=2 \text{ моль}$$

$$V_1=10 \text{ л}=10^{-2} \text{ м}^3$$

$$p_1=250 \text{ кПа}=2,5 \cdot 10^5$$

Па

$$T_2=500 \text{ К}$$

η - ?

Решение:

Термический КПД любого цикла определяется

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

Количество теплоты газ получает в двух процессах:

изохорном и изотермическом, т.е. $Q_1 = Q_{12} + Q_{23}$

Количество теплоты Q_2 газ отдает в изобарном процессе, т.е. $Q_2 = Q_{31}$

В изохорном процессе $Q_{12} = \nu C_v (T_2 - T_1)$, где $C_v = iR/2$

Запишем уравнение состояния идеального газа для первоначального состояния и выразим температуру T_1

$$T_1 = \frac{p_1 V_1}{\nu R} = 150 \text{ К}$$

В случае изотермического процесса

$$Q_{23} = L_{23} = \nu R T_2 \ln \frac{V_3}{V_2} = \nu R T_2 \ln \frac{V_3}{V_1}$$

В полученном выражении отношение V_3/V_1 , согласно закону Гей-Люссака, заменим отношением

температур T_2/T_1 , тогда
$$Q_{23} = \nu R T_2 \ln \frac{T_2}{T_1}$$

В случае изобарного процесса газ отдает количество теплоты $Q_2 = \nu C_p (T_2 - T_1)$

Подставим найденные значения Q_1 и Q_2 в первую формулу, получаем термический КПД цикла

$$\eta = 1 - \frac{(i+2)(T_2 - T_1)}{i(T_2 - T_1) + 2T_2 \ln \frac{T_2}{T_1}}$$

Ответ: $\eta = 15,2\%$

Лекция 8. 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°C поместим в цилиндр с подвижным поршнем. Приложим к поршню извне некоторую постоянную силу P . Тогда при площади поршня F давление будет постоянным и равным $p=P/F$. Изобразим процесс парообразования, т. е. превращения вещества из жидкого состояния в газообразное, в p, v -диаграмме

Начальное состояние воды, находящейся под давлением p и имеющей температуру 0°C , изобразится на диаграмме точкой a_0 . При подводе теплоты к воде ее температура постепенно повышается до тех пор, пока не достигнет температуры кипения t_s , соответствующей данному давлению. При этом удельный объем жидкости сначала уменьшается, достигает минимального значения при $t=4^\circ\text{C}$, а затем начинает возрастать. (Такой аномалией — увеличением плотности при нагревании в некотором диапазоне температур — обладают немногие жидкости. У большинства жидкостей удельный объем при нагревании увеличивается монотонно). Состояние жидкости, доведенной до температуры кипения, изображается на диаграмме точкой a' .

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

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

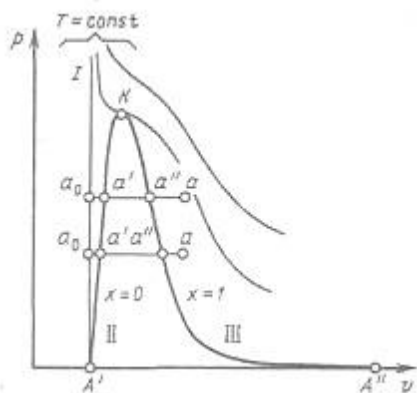


Рис. 8.1 p, v -диаграмма водяного пара

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. 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, количество молекул, в единицу времени конденсирующихся на поверхности воды. Отсюда следует, что давление насыщенного пара является монотонно возрастающей функцией его температуры что, то же самое, температура насыщенного пара есть монотонно возрастающая функция его давления.

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

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

Двухфазная смесь, представляющая собой пар с 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 меньшее количество молекул, значит, он обладает меньшей плотностью. 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°C и новом давлении, остается почти на той же вертикали, так как вода практически несжимаема. Точка a' смещается вправо, ибо с ростом давления увеличивается температура кипения, а жидкость при повышении температуры расширяется. Что же

касается пара (точка a''), то, несмотря на увеличение температуры кипения, удельный объем пара 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. В критической точке различия между жидкостью и паром исчезают. Для воды параметры критической точки K составляют: $p_{кр} = 221,29 \cdot 10^5$ Па; $t_{кр} = 374,15$ °С; $V_{кр} = 0,00326$ м³/кг.

Критическая температура — это максимально возможная температура сосуществования двух фаз: жидкости и насыщенного пара. При температурах, больших критической, возможно существование только одной фазы. Название этой фазы (жидкость или перегретый пар) в какой-то степени условно и определяется обычно ее температурой. Все газы являются сильно перегретыми сверх $T_{кр}$ парами. Чем выше температура перегрева (при данном давлении), тем ближе пар по своим свойствам к идеальному газу.

Наименьшим давлением, при котором еще возможно равновесие воды и насыщенного пара, является давление, соответствующее тройной точке. Под последней понимается то единственное состояние, в котором могут одновременно находиться в равновесии пар, вода и лед (точка A' на рисунке 8.1). Параметры тройной точки для воды: $p_0 = 611$ Па; $t_0 = 0,01$ °С; $v_0 = 0,00100$ м³/кг. Процесс парообразования, происходящий при абсолютном давлении $p_0 = 611$ Па, показан на диаграмме изобарой $A'A''$, которая практически совпадает с осью абсцисс. При более низких давлениях пар может сосуществовать лишь в равновесии со льдом. Процесс образования пара непосредственно из льда называется сублимацией.

Если теперь соединить одноименные точки плавными кривыми, то получим нулевую изотерму I , каждая точка которой соответствует состоянию 1 кг воды при 0°С и давлению 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 состояние кипящей воды, точки кривой III — состояния сухого насыщенного пара. Влево от кривой II до нулевой изотермы лежит область не кипящей однофазной жидкости, вправо от кривой III — область перегретого пара. Таким образом, кривые II и III определяют область насыщенного пара, отделяя ее от области воды и перегретого пара, и поэтому называются пограничными. Выше точки K, где пограничных кривых нет, находится область однофазных состояний, в которой нельзя провести четкой границы между жидкостью и паром.

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

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

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

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

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

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

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

$$v_x = xv'' + (1-x)v' = v'' + x(v'' - v')$$

Аналогично

$$s_x = s' + x(s'' - s') = s' + xr/T;$$

$$h_x = h' + x(h'' - h') = h' + xr;$$

Непосредственно из таблиц взять параметры влажного пара нельзя. Их определяют по приведенным выше формулам по заданному давлению (или температуре) и степени сухости. Однофазные состояния не кипящей воды и перегретого пара задаются двумя параметрами. По заданным давлению и температуре из таблиц воды и перегретого пара находят значения v, h, s .

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

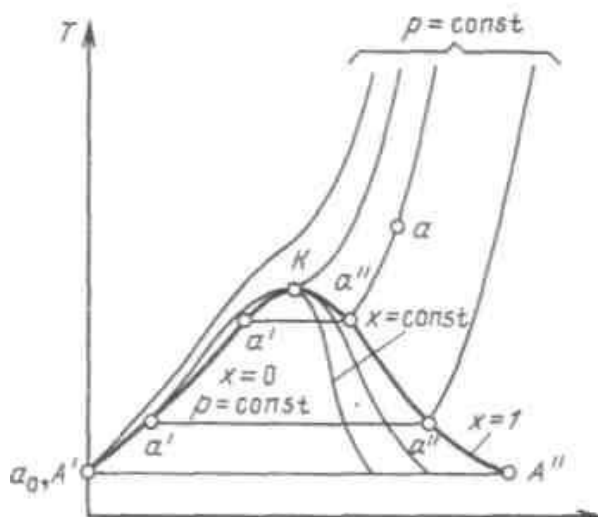


Рис. 8.2 T, s -диаграмма водяного пара

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

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

h, s -диаграмма водяного пара. Если за независимые параметры, определяющие состояние рабочего тела, принять энтропию s и энтальпию h , то каждое состояние можно изобразить точкой на h, s -диаграмме.

На рисунке 8.3 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. Откладывая на диаграмме для различных давлений значения s' и h'' для воды при температуре, кипения, а также s'' и h'' для сухого насыщенного пара, получаем нижнюю и верхнюю пограничные кривые.

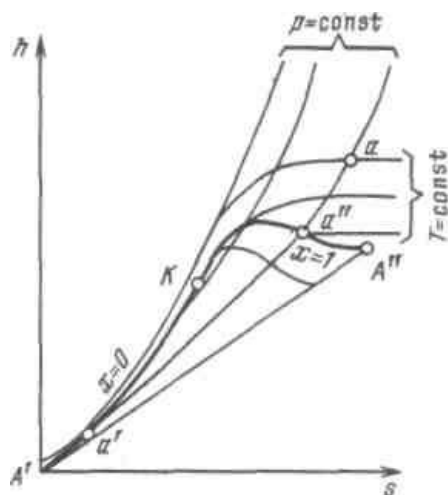


Рис. 8.3 h, s -диаграмма водяного пара

Изобары в двухфазной области влажного пара представляют собой пучок расходящихся прямых. Действительно, в процессе $p = const$ $ds = \delta q_p / T = dh / T$, или $(\partial h / \partial s)_p = T$, 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 насыщения прямые $p = const$ расходятся. Чем больше давление, тем выше лежит изобара. 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 с увеличением s примерно по логарифмической кривой и крутизна изобары увеличивается. Аналогичный характер имеют изобары и в области воды, но они идут так близко от пограничной кривой, что практически сливаются с ней.

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 количество теплоты в изобарном процессе равно разности ординат конечной и начальной точек процесса и изображается отрезком вертикальной прямой, а не площадью 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 процессы. Расчет этих процессов можно выполнить либо с помощью таблицы 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. Из диаграммы на рисунке 8.4 видно, что нагреванием при постоянном объеме влажный пар можно перевести в сухой насыщенный и перегретый. Охлаждением его можно сконденсировать, но не до конца, так как при каком угодно низком давлении над жидкостью всегда находится некоторое количество насыщенного пара. Это означает, что изохора не пересекает нижнюю пограничную кривую.

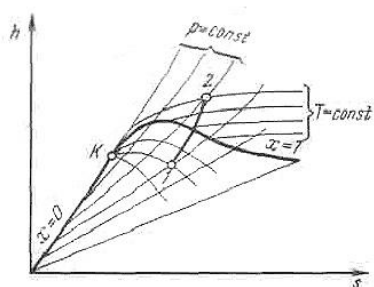


Рис. 8.4 Изохорный процесс водяного пара

Изменение внутренней энергии водного пара при $v = \text{const}$

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

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

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

$$q = u_2 - u_1$$

Изобарный процесс. 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 $T_s = \text{const}$.

Полученная в процессе теплота равна разности энтальпий:

$$q = h_2 - h_1.$$

Работа процесса подсчитывается по формуле:

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

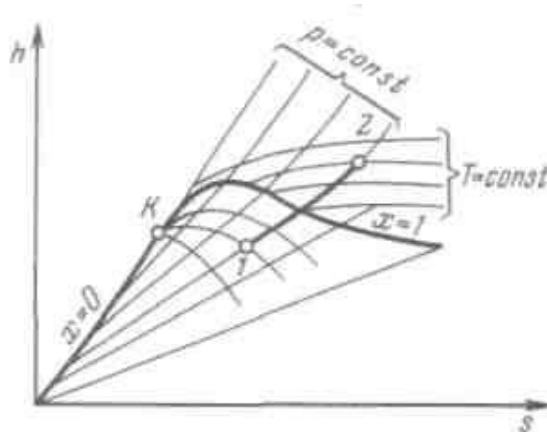


Рис. 8.5 Изобарный процесс водяного пара

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

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

Количество полученной в изотермическом процессе теплоты равно

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

Работа расширения определяется из первого закона термодинамики:

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

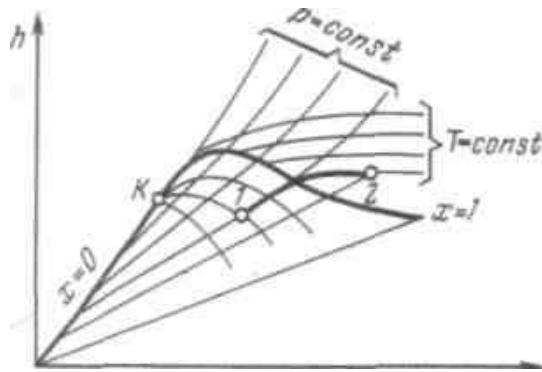


Рис. 8.6 Изотермический процесс водяного пара

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

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

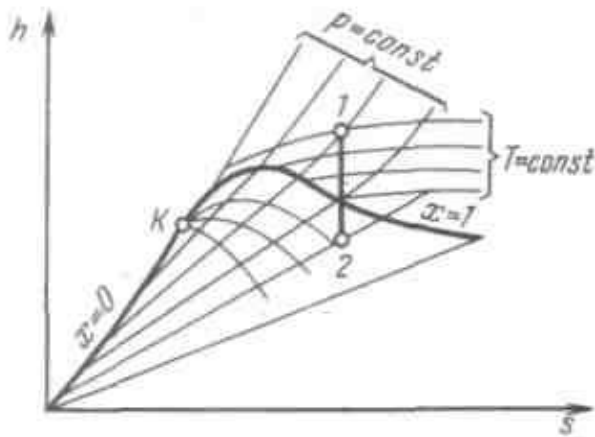


Рис. 8.7 Адиабатный процесс водяного пара.

Вопросы для самопроверки.

1. Существует ли такое состояние вещества, в котором оно находится в трех агрегатных состояниях?
2. В какой области p - v -координат пар находится в перегретом состоянии?
3. Что такое степень сухости и влажности пара?
4. Что называется теплотой парообразования?
5. По какой диаграмме определяются основные термодинамические величины для любого состояния пара?
6. В какой области p - v -диаграммы при превращении воды в пар не расходуется теплота парообразования?
7. Выражения определяющие работу пара при термодинамических процессах.

Лекция 9. Работа проталкивания. Закономерности течения газов в соплах и диффузорах.

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 в область с другими. 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:

$$m = Fc / \nu = \text{const},$$

где F — площадь поперечного сечения канала; c — скорость рабочего тела.

Рассмотрим термодинамическую систему, представленную схематически на рисунке 9.1.

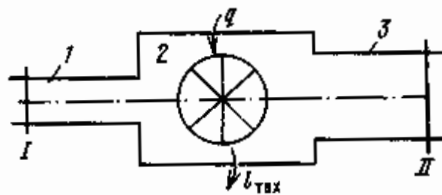


Рис. 9.1 Открытая термодинамическая система

По трубопроводу 1 рабочее тело с параметрами T_1, p_1, ν_1 подается со скоростью c_1 в тепломеханический агрегат 2 (двигатель, паровой котел, компрессор и т. д.). Здесь каждый килограмм рабочего тела в общем случае может получать от внешнего источника теплоту q и совершать техническую работу $l_{\text{тех}}$, например, приводя в движение ротор турбины, а затем удаляется через выхлопной патрубок со скоростью c_2 , имея параметры T_2, p_2, ν_2 .

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

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

Внутренняя энергия есть функция состояния рабочего тела, поэтому значение определяется параметрами рабочего тела при входе (сечение потока I), а значение — параметрами рабочего тела при выходе из агрегата (сечение II).

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 $l_{\text{тех}}$

При входе рабочее тело вталкивается в агрегат. Для этого нужно преодолеть давление p_1 . Поскольку $p_1 = \text{const}$, то каждый килограмм рабочего тела может занять объем лишь при затрате работы, равной $l_{\text{вт}} = -p_1 v_1$.

Для того чтобы выйти в трубопровод 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 $l_{\text{выт}} = p_2 v_2$.

Сумма $l_{\text{в}} = p_2 v_2 - p_1 v_1$ называется работой вытеснения.

Если скорость на выходе больше, чем на входе, то часть работы расширения будет затрачена на увеличение кинетической энергии рабочего тела в потоке, равное

$$c_2^2 / 2 - c_1^2 / 2.$$

Наконец, в неравновесном процессе некоторая работа может быть затрачена на преодоление сил трения. Окончательно

$$l = l_{\text{тех}} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (c_2^2 / 2 - c_1^2 / 2) + l_{\text{тр}}.$$

Теплота, сообщенная каждому килограмму рабочего тела во время прохождения его через агрегат, складывается из теплоты $q_{\text{внеш}}$, подведенной снаружи, и теплоты $q_{\text{тр}}$, в которую переходит работа трения внутри агрегата, т.

е.

$$q = q_{\text{внеш}} + q_{\text{тр}}$$

Подставив полученные значения q и l в уравнение первого закона термодинамики, получим

$$q_{\text{внеш}} + q_{\text{тр}} = u_2 - u_1 + l_{\text{тех}} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (c_2^2 / 2 - c_1^2 / 2) + l_{\text{тр}}.$$

Поскольку теплота трения равна работе трения, окончательно запишем:

$$q_{\text{внеш}} = h_2 - h_1 + l_{\text{тех}} + (c_2^2 / 2 - c_1^2 / 2).$$

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 записывается в виде

$$\delta q_{\text{внеш}} = dh + \delta l_{\text{тех}} + d(c^2 / 2), \quad (9.1)$$

Оно справедливо как для равновесных процессов, так и для течений, сопровождающихся трением.

Выше было указано, что к замкнутому объему рабочего тела, выделенному в потоке, применимо выражение первого закона термодинамики для закрытой системы, т.е.

$$\delta q = \delta q_{\text{внеш}} + \delta q_{\text{тр}} = dh - \nu dp, \quad \text{откуда} \quad \delta q_{\text{внеш}} = dh - \nu dp - \delta l_{\text{тр}}.$$

Получим:

$$-\nu dp = \delta l_{\text{тех}} + d(c^2 / 2) + \delta l_{\text{тр}}, \quad \text{или}$$

$$\int_{p_2}^{p_1} v dp = l_{\text{тех}} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + l_{\text{тр}}.$$

Величину $\int_{p_2}^{p_1} v dp$ называют располагаемой работой. В p, v -диаграмме она изображается заштрихованной площадью.

Применим первый закон термодинамики к различным типам тепломеханического оборудования.

Теплообменный аппарат (устройство, в котором теплота от жидкой или газообразной среды передается другой среде). Для него $l_{\text{тех}} = 0$, а

$(c_2^2 - c_1^2) \ll q_{\text{внеш}}$, поэтому

$$q_{\text{внеш}} = h_2 - h_1.$$

Следует подчеркнуть, что для теплообменника, установленного в потоке, это выражение справедливо не только в изобарном процессе, но и в процессе с трением, когда давление среды уменьшается из-за сопротивления.

Тепловой двигатель. Обычно $(c_2^2 - c_1^2) \ll l_{\text{тех}}$, поэтому рабочее тело производит техническую работу за счет уменьшения энтальпии:

$$l_{\text{тех}} = h_1 - h_2, \quad (9.2)$$

Величину $h_2 - h_1$ называют располагаемым теплоперепадом.

Интегрируя уравнение $\delta q = dh - v dp$ от p_1 до p_2 и от h_1 до h_2 для случая, когда $q_{\text{внеш}} = 0$, получим

$$-\int_{p_2}^{p_1} v dp = h_1 - h_2, \quad (9.3)$$

Сравнивая выражения (9.2) и (9.3), приходим к выводу, что

$$l_{\text{тех}} = -\int_{p_2}^{p_1} v dp; \quad \delta l_{\text{тех}} = -v dp.$$

Таким образом, при $c_2^2 - c_1^2 = 0$, $q_{\text{внеш}} = 0$ и отсутствии потерь на трение получаемая от двигателя техническая работа равна располагаемой, т. е. тоже изображается заштрихованной площадью на рисунке 9.2.

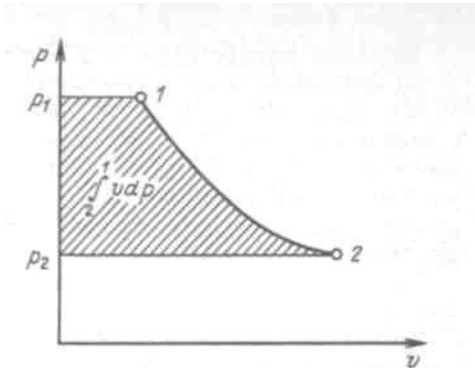


Рис. 9.2 Изображение располагаемой и технической работы в координатах p, v .

Компрессор. Если процесс сжатия газа в компрессоре происходит без теплообмена с окружающей средой ($q_{\text{внеш}} = 0$) и $c_1 = c_2$, что всегда можно обеспечить надлежащим выбором сечений всасывающего и нагнетательного воздухопроводов, то

$$l_{\text{тех}} = h_1 - h_2$$

В отличие от предыдущего случая здесь $h_1 < h_2$, т.е. техническая работа в адиабатном компрессоре затрачивается на увеличение энтальпии газа.

Сопла и диффузоры. Специально спрофилированные каналы для разгона рабочей среды и придания потоку определенного направления называются соплами. Каналы, предназначенные для торможения потока и повышения давления, называются диффузорами. Техническая работа в них не совершается, поэтому уравнение $\delta q_{\text{внеш}} = dh + \delta l_{\text{тех}} + d(c^2/2)$ приводится к виду

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

С другой стороны, для объема рабочего тела, движущегося в потоке без трения, применимо выражение первого закона термодинамики для закрытой системы

$$\delta q_{\text{внеш}} = dh - v dp.$$

Приравняв правые части двух последних уравнений, получим

$$cdc = -v dp, \quad (9.4)$$

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 ($dp > 0$).

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 контакта настолько незначителен, что в большинстве случаев им можно пренебречь и считать процесс истечения адиабатным ($q_{\text{внеш}} = 0$). При этом уравнение $q_{\text{внеш}} = h_2 - h_1 + l_{\text{тех}} + (c_2^2/2 - c_1^2/2)$ принимает вид

$$(c_2^2 - c_1^2)/2 = h_1 - h_2, \quad (9.5)$$

Следовательно, ускорение адиабатного потока происходит за счет уменьшения энтальпии, а торможение потока вызывает ее увеличение.

Проинтегрировав соотношение (9.4) и сравнив его с уравнением (9.5), получим, что для равновесного адиабатного потока

$$h_1 - h_2 = \int_{p_2}^{p_1} v dp \quad \text{при} \quad q_{\text{внеш}} = 0, \quad q_{\text{тр}} = 0,$$

т. е. располагаемая работа при адиабатном расширении равна располагаемому теплоперепаду.

Истечение из суживающегося сопла

Рассмотрим процесс равновесного (без трения) адиабатного истечения газа через сопло из резервуара, в котором газ имеет параметры T_1 , p_1 , v_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 (9.5)

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2}.$$

Выберем достаточно большую площадь входного сечения сопла, тогда $c_1=0$ и

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0}$$

где $\Delta h_0 = h_1 - h_2 = u_1 - u_2 + (p_1 v_1 - p_2 v_2)$ — располагаемый адиабатный теплоперепад.

Для идеального газа изменение внутренней энергии в адиабатном процессе $u_1 - u_2 = l$ вычисляется по формуле $l = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$, поэтому

$$\Delta h_0 = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) + (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Тогда

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}.$$

(9.6)

Массовый расход газа m через сопло (кг/с) определяется из соотношения

$$m = F c_2 / v_2, \quad (9.7)$$

где F — площадь выходного сечения сопла.

Воспользовавшись выражениями (9.6) и (9.7), получим

$$m = F \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad (9.8)$$

Из выражения (9.8) следует, что массовый расход идеального газа при истечении зависит от площади выходного сечения сопла, свойств и начальных параметров газа и степени его расширения (т. е. давления газа на выходе).

По уравнению (9.8) построена кривая IKO .

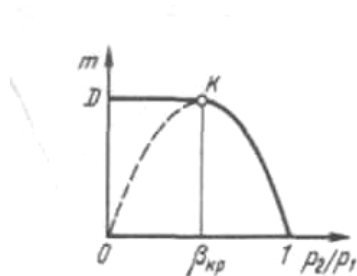


Рис. 9.3 Зависимость массового расхода газа через сопло от отношения p_2/p_1 .

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 (9.8), убывает и при $p_2/p_1=0$ становится равным нулю.

Сравнение описанной зависимости с экспериментальными данными показало, что для результаты полностью совпадают, а для 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 $m = f(\beta)$ (при $p_1=\text{const}$), соответствующего значению $\beta_{кр}$, возьмем первую производную от выражения в квадратных скобках и приравняем ее нулю:

$$\frac{d}{dp} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right] = \frac{2}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(2/k)-1} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}-1} = 0,$$

откуда

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}, \quad (9.9)$$

Таким образом, отношение критического давления на выходе к давлению перед соплом имеет постоянное значение и зависит только от показателя адиабаты, т. е. от природы рабочего тела.

Таблица № 9.1.

| Газ | 1-атомный | 2-атомный | 3-атомный и перегретый пар |
|--------------|-----------|-----------|----------------------------|
| k | 1,66 | 1,4 | 1,3 |
| $\beta_{кр}$ | 0,49 | 0,528 | 0,546 |

Таким образом, изменение 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 по уравнению:

$$c_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_1}. \quad (9.10)$$

Величина критической скорости определяется физическими свойствами и начальными параметрами газа.

Из уравнения адиабаты следует, что $v_1 = v_{кр} (p_{кр}/p_1)^{1/k}$. Заменяя здесь отношение $p_{кр}/p_1$ в соответствии с уравнением (9.9), получаем

$$v_1 = v_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)}.$$

Подставляя значение v_1 и значение p_1 в формулу $c_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1}$, получаем $c_{кр} = \sqrt{k p_{кр} v_{кр}}$. Из курса физики известно, что $\sqrt{k p_{кр} v_{кр}} = a$ 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. Именно это обстоятельство объясняет, почему в суживающемся сопле газ не может расширяться до давления, меньшего критического, а скорость не может превысить критическую.

Действительно, как известно из физики, импульс давления (упругие колебания) распространяется в сжимаемой среде со скоростью звука, поэтому когда скорость истечения меньше скорости звука, уменьшение давления за соплом передается по потоку газа внутрь канала с относительной скоростью $c+a$ и приводит к перераспределению давления (при том же значении давления газа p_1 перед соплом). В результате в выходном сечении сопла устанавливается давление, равное давлению среды.

Если же скорость истечения достигнет скорости звука (критической скорости), то скорость движения газа в выходном сечении и скорость распространения давления будут одинаковы. Волна разрежения, которая возникает при дальнейшем снижении давления среды за соплом, не сможет распространиться против течения в сопле, так как относительная скорость ее распространения $(a-c)$ будет равна нулю. Поэтому никакого перераспределения давлений не произойдет и, несмотря на то, что давление среды за соплом снизилось, скорость истечения останется прежней, равной скорости звука на выходе из сопла.

Максимальный секундный расход газа при критическом значении $\beta_{кр}$ можно определить из уравнения (9.8), если в него подставить $\beta_{кр} = [2/(k+1)]^{k/k-1}$. Тогда

$$m_{кр} = F_{мин} \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{\nu_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{2/(k-1)}}. \quad (9.11)$$

Максимальный секундный расход определяется состоянием газа на входе в сопло, величиной выходного сечения сопла $F_{мин}$ и показателем адиабаты газа, т. е. его природой.

Все приведенные соотношения приближенно справедливы и для истечения из непрофилированных специально сопел, например из отверстий в сосуде, находящемся под давлением. Скорость истечения из таких отверстий не может превысить критическую, определяемую формулой (9.11), а расход не может быть больше определяемого при любом давлении в сосуде. (Из-за больших потерь на завихрения в этом случае расход вытекающего газа будет меньше рассчитанного по приведенным формулам).

Чтобы получить на выходе из сопла сверхзвуковую скорость, нужно придать ему специальную форму, что видно из следующего параграфа.

Основные закономерности течения газа в соплах и диффузорах

В соответствии с уравнением неразрывности потока в стационарном режиме

$$F = m\nu / c. \quad (9.12)$$

Секундный массовый расход m одинаков для всех сечений, поэтому изменение площади сечения F вдоль сопла (по координате x) определяется соотношением интенсивностей возрастания удельного объема газа ν и его скорости c . Если скорость увеличивается быстрее, чем удельный объем ($dc/dx > d\nu/dx$), то сопло должно суживаться, если же $dc/dx < d\nu/dx$ расширяться.

Возьмем дифференциалы от левой и правой частей уравнения (9.11) при условии $m = \text{const}$:

$$dF = m(c d\nu - \nu dc) / c^2, \quad (9.13)$$

Разделив (9.13) на (9.12), получим

$$dF / F = d\nu / \nu - dc / c. \quad (9.14)$$

При адиабатном равновесном расширении идеальных газов связь между давлением и объемом описывается уравнением $p v^k = \text{const}$.

Опыт показывает, что с известным приближением это уравнение применимо и к адиабатному процессу водяного пара (для перегретого пара $k=1,3$).

После дифференцирования уравнения адиабаты получаем

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p}$$

Разделив уравнение $cdv = -vdp$ на pv , найдем

$$\frac{dp}{p} = -\frac{c}{pv} dc = -\frac{c^2}{pv} \frac{dc}{c}. \quad (9.15)$$

Подставив вместо dv/v выражение $-\frac{1}{k} \frac{dp}{p}$, получим

$$\frac{dF}{F} = \left(\frac{c^2}{kp} - 1 \right) \frac{dc}{c} = \left(\frac{c^2}{a^2} - 1 \right) \frac{dc}{c}. \quad (9.16)$$

Рассмотрим движение газа через сопло. Поскольку оно предназначено для увеличения скорости потока, то $dc > 0$ и знак у dF определяется отношением скорости потока к скорости звука в данном сечении. Если скорость потока мала ($c/a < 1$), то $dF < 0$ (сопло суживается). Если же $c/a > 1$, то $dF > 0$, т.е. сопло должно расширяться.

На рисунке 9.4 представлены три возможных соотношения между скоростью истечения c_2 и скоростью звука a на выходе из сопла. При отношении давлений $p_2 / p_1 < \beta_{кр}$ скорость истечения меньше скорости звука в вытекающей среде. Внутри сопла скорость потока также везде меньше скорости звука. Следовательно, сопло должно быть суживающимся на всей длине. Длина сопла влияет лишь на потери от трения, которые здесь не рассматриваются.

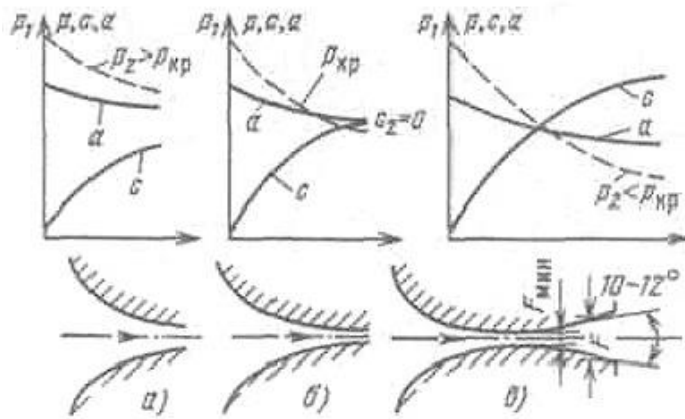


Рис. 9.4 Зависимость формы сопла от скорости истечения c_2 :

а) $c_2 < a$; б) $c_2 = a$, в) $c_2 > a$

При более низком давлении за соплом можно получить режим, изображенный на рисунке б. В этом случае скорость на выходе из сопла равна скорости звука в вытекающей среде. Внутри сопло по-прежнему должно суживаться ($dF < 0$), и только в выходном сечении $dF = 0$.

Чтобы получить за соплом сверхзвуковую скорость, нужно иметь за ним давление меньше критического (рисунок в). 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. Сейчас сопла Лавалья применяют в реактивных двигателях самолетов и ракет. Угол расширения не должен превышать $10—12^\circ$, чтобы не было отрыва потока от стен.

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.

Рассмотрим теперь движение газа через диффузор — канал, в котором давление повышается за счет уменьшения скоростного напора ($dc < 0$). Из уравнения * следует, что если $c/a < 1$, то $dF > 0$, т. е. если скорость газа при

входе в канал меньше скорости звука, то диффузор должен расширяться по направлению движения газа так же, как при течении несжимаемой жидкости. Если же скорость газа на входе в канал больше скорости звука ($c/a > 1$), то диффузор должен суживаться ($dF < 0$).

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.

Пусть пар с начальными параметрами вытекает в среду с давлением p_2 . Если потери энергии на трение при движении водяного пара по каналу и теплоотдача к стенкам сопла пренебрежимо малы, то процесс истечения протекает при постоянной энтропии и изображается на h,s -диаграмме вертикальной прямой 1-2.

Скорость истечения рассчитывается по формуле:

$$c = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0},$$

где h_1 определяется на пересечении линий p_1 и t_1 , а h_2 находится на пересечении вертикали, проведенной из точки 1, с изобарой p_2 (точка 2).

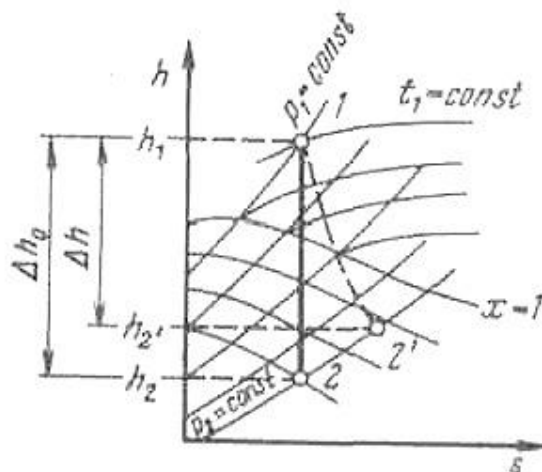


Рис. 9.5 Процессы равновесного и неравновесного расширения пара в сопле.

Если значения энтальпий подставлять в эту формулу в кДж/кг, то скорость истечения (м/с) примет вид

$$c = 44,7\sqrt{h_1 - h_2}.$$

Действительный процесс истечения. В реальных условиях вследствие трения потока о стенки канала процесс истечения оказывается неравновесным, т. е. при течении газа выделяется теплота трения и поэтому энтропия рабочего тела возрастает.

На рисунке неравновесный процесс адиабатного расширения пара изображен условно штриховой линией 1-2'. При том же перепаде давлений $p_1 - p_2$ срабатываемая разность энтальпий $h_1 - h_2 = \Delta h$ получается меньше, чем Δh_0 , в результате чего уменьшается и скорость истечения $c_{2'}$. Физически это означает, что часть кинетической энергии потока из-за трения переходит в теплоту, а скоростной напор $c_{2'}^2/2$ на выходе из сопла получается меньше, чем при отсутствии трения. Потеря в сопловом аппарате кинетической энергии вследствие трения выражается разностью $\Delta h_0 - \Delta h = h_{2'} - h_2$. Отношение потерь в сопле к располагаемому теплопадению называется коэффициентом потери энергии в сопле ξ_c :

$$\xi_c = (\Delta h_0 - \Delta h) / \Delta h_0 = 1 - \Delta h / \Delta h_0.$$

Формула для подсчета действительной скорости адиабатного неравновесного истечения:

$$c_{2'} = 44,7\sqrt{(1 - \xi)\Delta h_0} = 44,7\varphi_c\sqrt{\Delta h_0}.$$

Коэффициент φ_c называется скоростным коэффициентом сопла. Современная техника позволяет создавать хорошо спроектированные и обработанные сопла, у которых $\varphi_c = 0,95...0,98$.

Дросселирование газов и паров

Из опыта известно, что если на пути движения газа или пара в канале встречается препятствие (местное сопротивление), частично загромождающее поперечное сечение потока, то давление за препятствием всегда оказывается меньше, чем перед ним. Этот процесс уменьшения давления, в итоге которого

нет ни увеличения кинетической энергии, ни совершения технической работы, называется дросселированием.

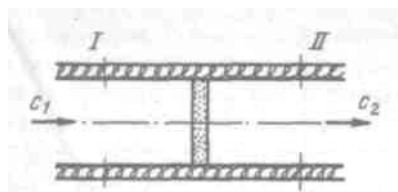


Рис. 9.6 Дросселирование рабочего тела в пористой перегородке

Рассмотрим течение рабочего тела сквозь пористую перегородку. Приняв, что дросселирование происходит без теплообмена с окружающей средой, рассмотрим изменение состояния рабочего тела при переходе из сечения *I* в сечение *II*.

$$h_1 = h_2 + (c_2^2 - c_1^2)/2,$$

где h_1, h_2 — значения энтальпии в сечениях *I* и *II*. Если скорости потока до и после пористой перегородки достаточно малы, так что $c_2^2 - c_1^2 \approx 0$, то $h_1 = h_2$.

Итак, при адиабатном дросселировании рабочего тела его энтальпия остается постоянной, давление падает, объем увеличивается.

Поскольку $h = u + p\nu$, то из равенства $h_1 = h_2$ получаем, что

$$u_1 + p_1\nu_1 = u_2 + p_2\nu_2,$$

или

$$u_1 - u_2 = p_2\nu_2 - p_1\nu_1.$$

Для идеальных газов $h_2 - h_1 = c_p(t_2 - t_1)$, поэтому в результате дросселирования температура идеального газа остается постоянной, вследствие чего $u_1 = u_2$ и $p_1\nu_1 = p_2\nu_2$.

При дросселировании реального газа температура меняется (эффект Джоуля—Томсона). Как показывает опыт, знак изменения температуры ($(dT/dp)_h$ для одного и того же вещества может быть положительным (

($dT/dp)_h > 0$), газ при дросселировании охлаждается, и отрицательным ($dT/dp)_h < 0$), газ нагревается) в различных областях состояния.

Состояние газа, в котором $(dT/dp)_h = 0$, называется точкой инверсии эффекта Джоуля — Томсона, а температура, при которой эффект меняет знак называется температурой инверсии. Для водорода она равна -57°C , для гелия составляет -239°C (при атмосферном давлении).

Адиабатное дросселирование используется в технике получения низких температур (ниже температуры инверсии) и ожижения газов. Естественно, что до температуры инверсии газ нужно охладить каким-то другим способом.

На рисунке условно показано изменение параметров при дросселировании идеального газа и водяного пара. Условность изображения состоит в том, что неравновесные состояния нельзя изобразить на диаграмме, т. е. можно изобразить только начальную и конечную точки.

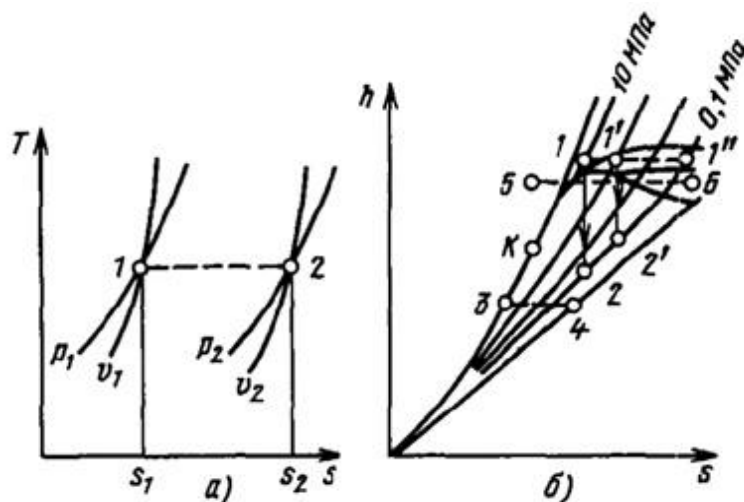


Рис. 9.7 Дросселирование идеального газа (а) и водяного пара (б)

При дросселировании идеального газа (рисунок а) температура, как уже говорилось, не меняется.

Из h,s -диаграммы видно, что при адиабатном дросселировании кипящей воды она превращается во влажный пар (процесс 3—4), причем чем больше падает давление, тем больше снижается температура пара и увеличивается степень его сухости. При дросселировании пара высокого давления и небольшого перегрева (процесс 5—6) пар сначала переходит в сухой

насыщенный, затем во влажный, потом снова в сухой насыщенный и опять в перегретый, причем температура его в итоге также уменьшается.

Дросселирование является типичным неравновесным процессом, в результате которого энтропия рабочего тела возрастает без подвода теплоты. Как и всякий неравновесный процесс, дросселирование приводит к потере располагаемой работы. В этом легко убедиться на примере парового двигателя. Для получения с его помощью технической работы мы располагаем паром с параметрами p_1 и t_1 . Давление за двигателем равно p_2 (если пар выбрасывается в атмосферу, то $p_2 = 0,1$ МПа).

В идеальном случае расширение пара в двигателе является адиабатным и изображается в h,s -диаграмме вертикальной линией 1-2 между изобарами p_1 (в нашем примере 10 МПа) и p_2 (0,1 МПа). Совершаемая двигателем техническая работа равна разности энтальпий рабочего тела до и после двигателя: $l_{\text{тех}} = h_1 - h_2$. На рисунке б эта работа изображается отрезком 1-2.

Если пар предварительно дросселируется в задвижке, например, до 1 МПа, то состояние его перед двигателем характеризуется уже точкой 1'. Расширение пара в двигателе пойдет при этом по прямой 1'-2'. В результате техническая работа двигателя, изображаемая отрезком 1'-2', уменьшается. Чем сильнее дросселируется пар, тем большая доля располагаемого теплоперепада, изображаемого отрезком 1-2, безвозвратно теряется. При дросселировании до давления p_2 , равного в нашем случае 0,1 МПа (точка 1''), пар вовсе теряет возможность совершить работу, ибо до двигателя он имеет такое же давление, как и после него. Дросселирование иногда используют для регулирования (уменьшения) мощности тепловых двигателей. Конечно, такое регулирование неэкономично, так как часть работы безвозвратно теряется, но оно иногда применяется вследствие своей простоты.

Вопросы для самопроверки.

Чем объясняется расхождение теоретических и практических расчетов зависимости массового расхода газа через сопло от отношения p_2/p_1 .

Что называется дросселированием?

В чем заключается эффект Джоуля – Томсона?

В чем различие сопла от диффузора? Изобразите их.

Дайте определение первого закона термодинамики (словесную и математическую) для потока газа.

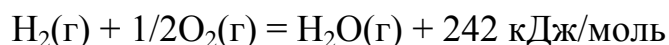
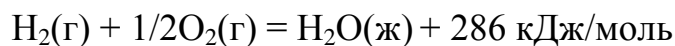
Лекция 10. Элементы химической термодинамики. Фазовые переходы.

Термохимия

Термохимия – раздел химической термодинамики, изучающий энергетические эффекты химических и физико–химических процессов. Термохимия также охватывает тепловые эффекты растворения, аллотропных и агрегатных превращений и т.п.

Тепловой эффект реакции – это количество энергии, которое выделяется или поглощается в результате реакции.

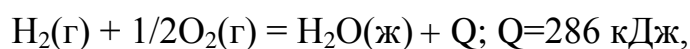
Величина теплового эффекта зависит от агрегатного состояния исходных и конечных веществ.



Стандартный тепловой эффект реакции – тепловой эффект реакции, измеренный при постоянной температуре (298К), постоянном давлении (1 атм) и рассчитанный на один моль продукта реакции.

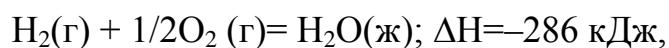
Термохимическое уравнение – это уравнение реакции, включающее её тепловой эффект. Существует две формы записи термохимических уравнений.

Первая форма записи:



где Q – термохимический тепловой эффект реакции, который характеризует энергетические изменения в окружающей среде. Если в окружающую среду выделяется энергия, то $Q > 0$ и процесс называется **экзотермическим**; и, наоборот, если энергия поглощается из окружающей среды, то $Q < 0$ и процесс называется **эндотермическим**.

Вторая форма записи:



где ΔH – термодинамический тепловой эффект – отражает энергетические изменения, происходящие в реакционной системе.

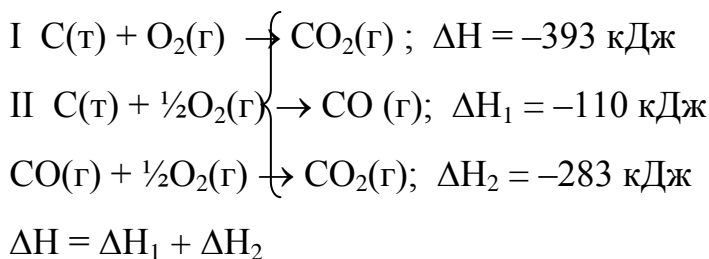
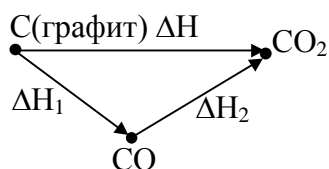
$\Delta H < 0$ – экзотермическая реакция, в системе происходит убыль энергии.

$\Delta H > 0$ – эндотермическая реакция, в системе происходит прибыль энергии.

Таким образом, $Q = -\Delta H$, т.е. термохимический тепловой эффект реакции равен по абсолютной величине термодинамическому тепловому эффекту, но противоположен по знаку.

Закон Гесса

В 1840 г. Г.И.Гесс опытным путём установил один из основных законов термохимии: изохорный и изобарный тепловой эффект реакции не зависит от пути протекания реакции, т.е. от числа промежуточных стадий, через которые происходит превращение исходных веществ в продукты реакции, а зависит от состояния исходных веществ и продуктов реакции.



Как видно, тепловой эффект первого процесса равен суммарному тепловому эффекту второго процесса

Стандартная энтальпия образования вещества ($\Delta H^0_{обр}$) – тепловой эффект реакции образования 1 моль сложного вещества из простых веществ при стандартных условиях ($T=298\text{K}$, $P=1\text{атм}$). Стандартная энтальпия образования простых веществ равна нулю.

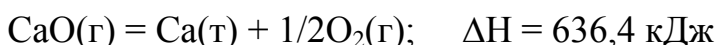
Стандартная энтальпия сгорания вещества ($\Delta H^0_{сг}$) – тепловой эффект реакции сгорания 1 моль сложного вещества с образованием высших оксидов. Стандартная энтальпия сгорания высших оксидов и кислорода равна нулю.

Следствия из закона Гесса

1. Энтальпия образования вещества равна энтальпии разложения вещества, но противоположна по знаку (закон Лавуазье–Лапласа): $\Delta H_{\text{обр}} = -\Delta H_{\text{разл}}$. Например, энтальпия образования оксида кальция из металлического кальция и газообразного кислорода равна:



Для разложения 1 моль оксида кальция на кальций и кислород необходимо затратить 636,4 кДж:



2. Тепловой эффект реакции равен сумме стандартных энтальпий образования продуктов реакции минус сумма стандартных энтальпий образования исходных веществ с учетом стехиометрических коэффициентов уравнения реакции.

$$\Delta H^0_{\text{реакции}} = \sum \Delta H^0_{\text{обр.прод.}} - \sum \Delta H^0_{\text{обр.исх. в-в}}$$

Данное уравнение даёт возможность рассчитать тепловой эффект любой реакции, когда известны стандартные теплоты образования продуктов реакции и исходных веществ.

3. Тепловой эффект реакции равен сумме стандартных энтальпий сгорания исходных веществ минус сумма стандартных энтальпий сгорания продуктов реакции с учетом стехиометрических коэффициентов уравнения реакции.

$$\Delta H^0_{\text{реакции}} = \sum \Delta H^0_{\text{сг.исх.}} - \sum \Delta H^0_{\text{сг.прод.}}$$

Тепловые эффекты различных процессов

1. **Теплота растворения** – это количество энергии, которое выделяется или поглощается при растворении 1 моля вещества в количестве растворителя, достаточном для полной сольватации (на 1 моль вещества 300 – 400 молей растворителя).

Теплота растворения равна сумме двух слагаемых:

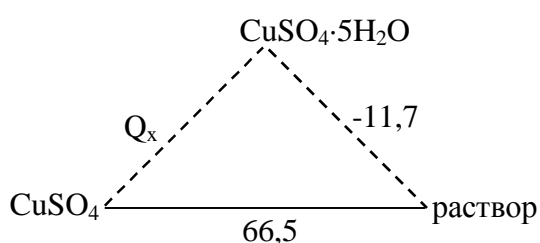
$$\Delta H_{\text{растворения}} = \Delta H_1 + \Delta H_2$$

где ΔH_1 – теплота перехода твердого или газообразного вещества в то состояние, в котором оно существует в растворе.

ΔH_2 – теплота взаимодействия растворяемого вещества с растворителем (теплота сольватации или теплота гидратации, если растворителем является вода).

ΔH_2 всегда отрицательна, а ΔH_1 может быть и положительна и отрицательна.

Пример. Вычислить тепловой эффект перехода $\text{CuSO}_4 \rightarrow \text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$

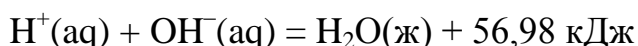
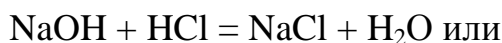


(теплоту гидратации), если теплота растворения CuSO_4 и $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ равны 66,5 и -11,7 кДж соответственно. Исходя из закона Гесса:

$$66,5 = Q_x - 11,7.$$

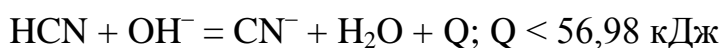
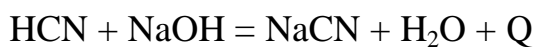
$$\text{Отсюда: } Q_x = + 78,2 \text{ кДж; } \Delta H = -78,2 \text{ кДж}$$

2. **Теплота нейтрализации** – это количество энергии, которое выделяется при образовании одного моля воды из H^+ (H_3O^+) и OH^- при стандартных условиях:



При взаимодействии сильной кислоты и сильного основания, независимо от их природы, теплота нейтрализации будет постоянной и равна 56,98 кДж.

Если в реакцию вступает слабая кислота или слабое основание, то теплота нейтрализации будет меньше, так как ионизация кислоты (основания) потребует затраты энергии.



3. Теплота фазовых превращений – это количество энергии, которое выделяется или поглощается в процессе перехода компонентов системы из одной фазы в другую.

Пример. Вычислить тепловой эффект перехода $\text{Si}_{(\text{аморфный})} \rightarrow \text{Si}_{(\text{кристаллический})}$, если теплоты сгорания этих модификаций составляют 867,3 и 850,6 кДж соответственно. Аморфный кремний можно сразу окислить до SiO_2 :

$\text{Si}_{(\text{ам})} + \text{O}_2 = \text{SiO}_2 + 867,3 \text{ кДж}$, а можно сначала превратить его в кристаллическую модификацию, которую затем подвергнуть окислению.

$$1. \text{Si}_{(\text{ам})} = \text{Si}_{(\text{крист.})} + Q_x$$

$$2. \text{Si}_{(\text{крист.})} + \text{O}_2 = \text{SiO}_2 + 850,6 \text{ кДж}$$

$$867,3 - 850,6 = 16,7 \text{ кДж}$$

$$\Delta H = -16,7 \text{ кДж}$$

Фазовый переход (фазовое превращение) в термодинамике — переход вещества из одной термодинамической фазы в другую при изменении внешних условий. С точки зрения движения системы по фазовой диаграмме при изменении её интенсивных параметров (температуры, давления и т. п.), фазовый переход происходит, когда система пересекает линию, разделяющую две фазы. Поскольку разные термодинамические фазы описываются различными уравнениями состояния, всегда можно найти величину, которая скачкообразно меняется при фазовом переходе.

Поскольку деление на термодинамические фазы — более мелкая классификация состояний, чем деление по агрегатным состояниям вещества, то далеко не каждый фазовый переход сопровождается сменой агрегатного состояния. Однако любая смена агрегатного состояния есть фазовый переход.

Наиболее часто рассматриваются фазовые переходы при изменении температуры, но при постоянном давлении (как правило равном 1 атмосфере). Именно поэтому часто употребляют термины «точка» (а не линия) фазового перехода, температура плавления и т. д. Разумеется, фазовый переход может происходить и при изменении давления, и при

постоянных температуре и давлении, но при изменении концентрации компонентов (например, появление кристалликов соли в растворе, который достиг насыщения).

Классификация фазовых переходов

При фазовом переходе первого рода скачкообразно изменяются самые главные, первичные экстенсивные параметры: удельный объём, количество запасённой внутренней энергии, концентрация компонентов и т. п. Подчёркнём: имеется в виду скачкообразное изменение этих величин при изменении температуры, давления и т. п., а не скачкообразное изменение во времени (на счёт последнего см. ниже раздел Динамика фазовых переходов).

Наиболее распространённые примеры **фазовых переходов первого рода**:

- плавление и кристаллизация,
- испарение и конденсация,
- сублимация и десублимация.

При **фазовом переходе второго рода** плотность и внутренняя энергия не меняются, так что невооружённым глазом такой фазовый переход может быть незаметен. Скачок же испытывают их производные по температуре и давлению: теплоёмкость, коэффициент теплового расширения, различные восприимчивости и т. д.

Фазовые переходы второго рода происходят в тех случаях, когда меняется симметрия строения вещества (симметрия может полностью исчезнуть или понизиться). Описание фазового перехода второго рода как следствие изменения симметрии даётся теорией Ландау. В настоящее время принято говорить не об изменении симметрии, но о появлении в точке перехода параметра порядка, равного нулю в менее упорядоченной фазе и изменяющегося от нуля (в точке перехода) до ненулевых значений в более упорядоченной фазе.

Наиболее распространённые примеры фазовых переходов второго рода:

прохождение системы через критическую точку
переход парамагнетик-ферромагнетик или парамагнетик-антиферромагнетик (параметр порядка – намагниченность)

переход металлов и сплавов в состояние сверхпроводимости (параметр порядка — плотность сверхпроводящего конденсата)

переход жидкого гелия в сверхтекучее состояние (п.п. — плотность сверхтекучей компоненты)

переход аморфных материалов в стеклообразное состояние

Современная физика исследует также системы, обладающие фазовыми переходами третьего или более высокого рода.

В последнее время широкое распространение получило понятие квантовый фазовый переход, т.е. фазовый переход, управляемый не классическими тепловыми флуктуациями, а квантовыми, которые существуют даже при абсолютном нуле температур, где классический фазовый переход не может реализоваться вследствие теоремы Нернста.

Динамика фазовых переходов

Как сказано выше, под скачкообразным изменением свойств вещества имеется в виду скачок при изменении температуры и давления. В реальности же, воздействуя на систему, мы изменяем не эти величины, а её объем и её полную внутреннюю энергию. Это изменение всегда происходит с какой-то конечной скоростью, а значит, что для того, чтобы «покрыть» весь разрыв в плотности или удельной внутренней энергии, нам требуется некоторое конечное время. В течение этого времени фазовый переход происходит не сразу во всём объёме вещества, а постепенно. При этом в случае фазового перехода первого рода выделяется (или забирается) определённое количество энергии, которая называется **теплотой фазового перехода**. Для того, чтобы фазовый переход не останавливался, требуется непрерывно отводить (или подводить) это тепло, либо компенсировать его совершением работы над системой.

В результате, в течение этого времени точка на фазовой диаграмме, описывающая систему, «замирает» (т.е. давление и температура остаются постоянными) до полного завершения процесса.

Вопросы для самопроверки.

1. Виды термохимических реакций.
2. Суть закона Гесса.
3. Следствия из закона Гесса.
4. Виды тепловых эффектов для различных процессов.
5. Чем отличаются фазовые переходы первого рода от второго?

Задача. Определить теплоту образования этилена, если при сгорании 2 моль этилена в кислороде выделилось 2822 кДж теплоты. Известно, что стандартные теплоты образования углекислого газа и воды равны 393 кДж/моль и 286 кДж/моль, соответственно.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Латыпов Р.Ш., Шарафиев Р.Г. Техническая термодинамика и энерготехнология химических производств.-М.:Энергоатомиздат, 1998.-344 с.

Баскаков А.П. Теплотехника.-М.:Энергоатомиздат, 1991.-244 с.

Алабовский А.Н., Константинов С.М., Недужий А.Н. Теплотехника.- Киев: Выща Школа, Головное издательство, 1986.-255 с.

Александров А.А., Григорьев Б.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. Справочник.-М.: Издательство МЭИ, 1994.- 168 с.

Лариков Н.Н. Теплотехника: Учебник для вузов. -3-е изд., перераб. и дополн.-М.; Стройиздат, 1985 -432 с.ил.

Трофимова Т.И., Фирсов А.В. Курс физики «Задачи и решения». Учебное пособие для втузов. – М.: Издательский центр «Академия», 2004, - 592 с.

Лекция 11. Способы переноса теплоты. Температурное поле.

Теплота - кинетическая часть внутренней энергии вещества, определяемая интенсивным хаотическим движением молекул и атомов, из которых это вещество состоит. Мерой интенсивности движения молекул является температура. Количеством теплоты, которым обладает тело при данной температуре, зависит от его массы. Например, при одной и той же температуре в большой чашке с водой заключается больше теплоты, чем в маленькой, а в ведре с холодной водой его может быть больше, чем в чашке с горячей водой (хотя температура воды в ведре и ниже). Теплота играет важную роль в жизни человека, в том числе и в функционировании его организма. Часть химической энергии, содержащейся в пище, превращается в теплоту, благодаря чему температура тела поддерживается вблизи 37 градусов Цельсия. Тепловой баланс тела человека зависит также от температуры окружающей среды, и люди вынуждены расходовать много энергии на обогрев жилых и производственных помещений зимой и на охлаждение их летом. Большую часть этой энергии поставляют тепловые машины, например, котельные установки и паровые турбины электростанций, работающих на ископаемом топливе (угле, нефти), вырабатывающих электроэнергию.

До конца 18 века теплоту считали материальной субстанцией, полагая, что температура тела определяется количеством содержащейся в нем «калорической жидкости», или «теплорода». Позднее Б. Румфорд, Дж. Джоуль и другие физики того времени путем остроумных опытов и рассуждений опровергли «калорическую» теорию, доказав, что теплота невесома и ее можно получать в любых количествах просто за счет механического движения. Теплота сама по себе не является веществом – это всего лишь энергия движения его атомов или молекул. Именно такого понимания теплоты придерживается современная физика.

Теплопередача – это процесс переноса теплоты внутри тела или от одного тела к другому, обусловленный разностью температур. Интенсивность переноса теплоты зависит от свойств вещества, разности

температур и подчиняется экспериментально установленным законам природы. Чтобы создавать эффективно работающие системы нагрева или охлаждения, разнообразные двигатели, энергоустановки, системы теплоизоляции, нужно знать принципы теплопередачи. В одних случаях теплообмен нежелателен (теплоизоляция плавильных печей, космических кораблей и т.п.), а в других он должен быть как можно больше (паровые котлы, теплообменники, кухонная посуда).

При изучении отдельных видов теплообмена используют следующие общие понятия и определения.

- 1) Перенос теплоты от одного тела к другому, а также между частицами данного тела происходит только при наличии разности температур и направлен всегда в сторону более низкой температуры.
- 2) Количество теплоты, переносимой в единицу времени, называется тепловым потоком Q . Отношение к единице площади S , называется поверхностной плотностью теплового потока q .

$$q = \frac{Q}{S}$$

- 3) Температурное состояние тела или системы тел можно охарактеризовать с помощью температурного поля, под которым понимается совокупность мгновенных значений температур во всех точках изучаемого пространства.

Аналитическое исследование теплопередачи сводится к изучению пространственно-временного изменения, так называемого температурного поля, характерного для рассматриваемого процесса,

$$T = f(x, y, z, \tau), \quad (11.1)$$

где T – температура; x, y, z – пространственные координаты в декартовой системе; τ – время; f – обозначение функции, определяющей зависимость температуры T от координат x, y, z и времени τ .

Различают стационарное и нестационарное температурное поле.

Выражение (11.1) представляет собой математическую запись нестационарного температурного поля, зависящего не только от пространственных координат x, y, z , но и от времени τ .

Стационарным температурным полем называется такое поле,

$$T = F(x, y, z), \quad \frac{\partial T}{\partial \tau} = 0, \quad (11.2)$$

значение, которого в любой его точке не изменяется во времени, т.е. является функцией только пространственных координат x, y, z .

Температурные поля (11.1) и (11.2) являются трехмерными, так как являются функциями трех координат. Если температура есть функция только двух пространственных координат x, y

$$T = f_2(x, y, \tau); \quad (11.1a)$$

$$T = F_2(x, y), \quad (11.2a)$$

то температурные поля (11.1a), (11.2a) называют двухмерными. Если же температуры представляют собой функции одной пространственной координаты x

$$T = f_1(x, \tau); \quad (11.1b)$$

$$T = F_1(x), \quad (11.2b)$$

то соответствующие температурные поля (11.1b), (11.2b) называются одномерными.

Примером одномерных температурных полей могут служить:

- поле неограниченной пластины, ширина и длина которой очень велики по сравнению с ее толщиной;
- поле неограниченного цилиндра, длина которого очень велика по сравнению с его диаметром (радиусом);
- поле шара.

Принимая во внимание, что температура является скалярной величиной, можно утверждать, что температурное поле является скалярным полем.

Если точки поля, имеющие одинаковые температуры, соединить, то получится изотермическая поверхность. Пересечение изотермической

поверхности плоскостью дает на этой поверхности изотерму (линию, соответствующую одинаковой температуре).

Вдоль изотермической поверхности температура не изменяется. Наибольшее изменение температуры на единицу длины происходит в направлении нормали n к изотермической поверхности и характеризуется градиентом температуры, представляющим собой вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры

$$\text{grad } T = (\vec{e}_n) \frac{\partial T}{\partial n},$$

где (\vec{e}_n) – единичный вектор, направленный по нормали в сторону возрастания температуры; $\frac{\partial T}{\partial n}$ – производная температура по направлению нормали n к изотермической поверхности.

Градиент температуры $\text{grad } T$ часто обозначают также символом ∇T . Составляющие градиента температуры по осям декартовой системы координат равны соответствующим частным производным

$$\text{grad } T \equiv \vec{\nabla} T = \vec{e}_x \frac{\partial T}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial T}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (11.3)$$

где $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – ортогональные между собой векторы единичной длины, направленные вдоль осей x, y, z соответственно; $\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z}$ – частные производные температуры $T(x, y, z, \tau)$ по координатам x, y, z .

Существуют три основных вида теплопередачи: теплопроводность, конвекция и лучистый теплообмен.

Теплопроводность. Если внутри тела имеется разность температур, то тепловая энергия переходит от более горячей его части к более холодной. Такой вид теплопередачи, обусловленный тепловыми движениями и столкновениями молекул, называется теплопроводностью. При достаточно высоких температурах в твердых телах его можно наблюдать визуально. Так, при нагревании стального стержня с одного конца в пламени газовой горелки тепловая энергия передается по стержню, и на некоторое расстояние от

нагреваемого конца распространяется свечение (с удалением от места нагрева все менее интенсивное). Интенсивность теплопередачи за счет теплопроводности зависит от градиента температуры, т.е. отношения dT/dx разности температур на концах стержня к расстоянию между ними. Она зависит также от площади поперечного сечения стержня (m^2) и коэффициента теплопроводности материала (в единицах измерения $Вт/(м·К)$). Соотношение между этими величинами было выведено французским математиком Ж.Фурье и имеет следующий вид:

$$Q = -\lambda \cdot S \cdot \frac{dT}{dx}$$

где Q – тепловой поток, λ – коэффициент теплопроводности, а S – площадь поперечного сечения. Это соотношение называется законом теплопроводности Фурье. Знак «минус» в нем указывает на то, что теплота передается в направлении, обратном градиенту температуры. Из закона Фурье следует, что тепловой поток можно понизить, уменьшив одну из величин – коэффициент теплопроводности, площадь или градиент температуры. Для здания в зимних условиях последние величины практически постоянны, а поэтому для поддержания в помещении нужной температуры остается уменьшать теплопроводность стен, т.е. улучшать их теплоизоляцию.

Конвекция. Процесс конвекции происходит лишь в жидкостях и газах и представляет собой перенос теплоты в результате перемещения и перемешивания частиц жидкости или газа. Конвекция всегда сопровождается теплопроводностью. При подводе тепла к жидкости или газу увеличивается интенсивность движения молекул, а вследствие этого повышается давление. Если жидкость или газ не ограничены в объеме, то они расширяются. Локальная плотность жидкости (газа) становится меньше, и благодаря выталкивающим (архимедовым) силам нагретая часть среды движется вверх (именно поэтому теплый воздух в комнате поднимается от батарей к потолку). Данное явление называется естественной конвекцией. Чтобы не расходовать тепло отопительной системы впустую, нужно пользоваться современными обогревателями, обеспечивающими принудительную

циркуляцию воздуха, то такое перемещение тепла называется вынужденной конвекцией. Конвективный тепловой поток от нагревателя к нагреваемой среде зависит от начальной скорости движения молекул, плотности, вязкости, теплопроводности и теплоемкости и среды, а также очень важен размер и форма нагревателя. Соотношение между соответствующими величинами подчиняется закону Ньютона

$$Q = h S (T_W - T_\infty),$$

где Q – тепловой поток [Вт], S – площадь поверхности источника тепла [м^2], T_W и T_∞ – температуры источника и его окружения [К]. Коэффициент конвективного теплопереноса h зависит от свойств среды, начальной скорости ее молекул, а также от формы источника тепла, и измеряется в единицах [$\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$]. Величина h неодинакова для случаев, когда воздух вокруг нагревателя неподвижен (свободная конвекция) и когда тот же нагреватель находится в воздушном потоке (вынужденная конвекция). В простых случаях течения жидкости по трубе или обтекания плоской поверхности коэффициент h можно рассчитать теоретически. Однако найти аналитическое решение задачи о конвекции для турбулентного течения среды пока не удастся. Турбулентность – это сложное движение жидкости (газа), хаотичное в масштабах, существенно превышающих молекулярные. Если нагретое (или, наоборот, холодное) тело поместить в неподвижную среду или в поток, то вокруг него образуются конвективные токи и пограничный слой. Температура, давление и скорость движения молекул в этом слое играют важную роль при определении коэффициента конвективного теплопереноса. Конвекцию необходимо учитывать при проектировании теплообменников, систем кондиционирования воздуха, высокоскоростных летательных аппаратов и многих других устройств. Во всех подобных системах одновременно с конвекцией имеет место теплопроводность, причем как между твердыми телами, так и в окружающей их среде. При повышенных температурах существенную роль может играть и лучистый теплообмен.

Лучистый теплообмен. Третий вид теплопередачи – лучистый теплообмен. Он отличается от теплопроводности и конвекции тем, что

теплота в этом случае может передаваться через вакуум. Сходство же его с другими способами передачи тепла в том, что он тоже обусловлен разностью температур. Тепловое излучение – это один из видов электромагнитного излучения. Другие его виды – радиоволновое, ультрафиолетовое и гамма-излучения возникают в отсутствие разности температур. Тепловое излучение может сопровождаться испусканием видимого света, но его энергия мала по сравнению с энергией излучения невидимой части спектра.

Интенсивность теплопередачи путем теплопроводности и конвекции пропорциональна температуре, а лучистый тепловой поток пропорционален четвертой степени температуры и подчиняется закону Стефана – Больцмана

$$Q = \sigma_0 \cdot S \cdot (T_1^4 - T_2^4)$$

где, как и ранее, Q – тепловой поток (в джоулях в секунду, т.е. [Вт]), S – площадь поверхности излучающего тела [м^2], а T_1 и T_2 – температуры [К] излучающего тела и окружения, поглощающего это излучение. Коэффициент σ_0 называется постоянной Стефана – Больцмана [$\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{ К}^4)$] зависит от степени черноты тела.

Представленный закон теплового излучения справедлив лишь для идеального излучателя – так называемого абсолютно черного тела. Ни одно реальное тело таковым не является, хотя плоская черная поверхность по своим свойствам приближается к абсолютно черному телу. Светлые же поверхности излучают сравнительно слабо. Чтобы учесть отклонение от идеальности многочисленных «серых» тел, в правую часть выражения, описывающего закон Стефана – Больцмана, вводят коэффициент, меньший единицы, называемый излучательной способностью. Для плоской черной поверхности этот коэффициент может достигать 0,98, а для полированного металлического зеркала не превышает 0,05. Соответственно лучепоглощательная способность высока для черного тела и низка для зеркального.

Жилые и офисные помещения часто обогревают небольшими электрическими теплоизлучателями; красноватое свечение их спиралей – это видимое тепловое излучение, близкое к границе инфракрасной части спектра.

Помещение же обогревается теплотой, которую несет в основном невидимая, инфракрасная часть излучения. В приборах ночного видения применяются источник теплового излучения и приемник, чувствительный к ИК-излучению, позволяющий видеть в темноте.

Мощным излучателем тепловой энергии является Солнце; оно нагревает Землю даже на расстоянии 150 млн. км. Интенсивность солнечного излучения, регистрируемая год за годом станциями, расположенными во многих точках земного шара, составляет примерно $1,37 \text{ Вт/м}^2$. Солнечная энергия – источник жизни на Земле. Ведутся поиски способов наиболее эффективного ее использования. Созданы солнечные батареи, позволяющие обогревать дома и получать электроэнергию для бытовых нужд.

Вопросы для самопроверки

1. Что понимают под процессом распространения теплоты?
2. Какими способами происходит распространение теплоты?
3. Какое явление называется теплообменом?
4. Чем отличается теплообмен от работы?
5. Чем отличаются процессы теплопроводности и теплопередачи?
6. При каких условиях происходит теплообмен?
7. Что означает утверждение, что процесс теплообмена необратим?
8. Что называют температурным полем?
9. Чем различаются стационарное от нестационарного температурного поля?
10. Что понимают под температурным полем?

Лекция 12. Теплопроводность. Основной закон теплопроводности.

Теплопроводность - один из видов переноса теплоты (энергии теплового движения микрочастиц) от более нагретых частей тела к менее нагретым, приводящий к выравниванию температуры. При теплопроводности перенос энергии в теле осуществляется в результате непосредственной передачи энергии от частиц (молекул, атомов, электронов), обладающих большей энергией, частицам с меньшей энергией.

Хорошо проводят тепло твердые материалы с большой плотностью, особенно металлы. Плохо проводят тепло дерево, синтетические материалы, пористые строительные материалы. Жидкости и особенно газы тоже плохо проводят тепло, если конвекция затруднена. Материалы, плохо проводящие тепло, в строительстве называются теплоизоляционными материалами. Они применяются для уменьшения потерь энергии. Теплопроводность измеряется в Вт/(м К).

Теплопроводность снижается тем сильнее

- чем меньше плотность,
- чем более пористым является материал,
- чем меньше поры,
- чем меньше его влагосодержание.

Основной закон теплопроводности

Для распространения теплоты в любом теле или пространстве необходимо наличие разности температур в различных точках тела. Это условие относится и к передаче теплоты теплопроводностью, при которой градиент температуры в различных точках тела не должен быть равен нулю/

Связь между количеством теплоты δQ , проходящим за промежуток времени dt через элементарную площадку dS , расположенную на изотермической поверхности, и градиентом температуры устанавливается гипотезой Фурье, согласно которой

$$\delta Q = -\lambda \cdot dS \cdot dt \cdot \text{grad} T = -\lambda \cdot dS \cdot dt \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right) \quad (12.1)$$

Минус в правой части показывает, что в направлении теплового потока температура убывает и $\text{grad} T$ является величиной отрицательной. Коэффициент пропорциональности λ называется коэффициентом теплопроводности или более кратко теплопроводностью. Справедливость гипотезы Фурье подтверждено многочисленными опытными данными, поэтому эта гипотеза в настоящее время носит название основного уравнения теплопроводности или закона Фурье.

Отношение количества теплоты, проходящего через заданную поверхность, ко времени называют тепловым потоком. Тепловой поток обозначают q и выражают в ваттах (Вт):

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} S \quad (12.2)$$

Если относительное изменение температуры T на расстоянии средней длины свободного пробега l частиц мало, то выполняется основной закон теплопроводности (закон Фурье): плотность теплового потока q пропорциональна градиенту температуры $\text{grad} T$, то есть

$$q = -\lambda \cdot \text{grad} T \quad (12.3)$$

(где λ — коэффициент теплопроводности или просто теплопроводность) Отношение теплового потока dq через малый элемент поверхности к площади dS этой поверхности называют поверхностной плотностью теплового потока (или вектором плотности теплового потока), обозначают j и выражают в [Вт/м²]:

$$j = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \quad (12.4)$$

Вектор плотности теплового потока направлен по нормали к поверхности в сторону убывания температуры. Векторы j и $\text{grad} T$ лежат на одной прямой, но направлены в противоположные стороны.

Тепловой поток q , прошедший сквозь произвольную поверхность S , находят из выражения

$$q = \int_S j \cdot dS = - \int_S \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right) dS \quad (12.5)$$

Количество теплоты, прошедшее через эту поверхность в течение времени t , определяется интегралом

$$Q = - \int_0^t \int_S \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right) dS dt \quad (12.6)$$

Таким образом, для определения количества теплоты, проходящего через какую-либо произвольную поверхность твердого тела, необходимо знать температурное поле внутри рассматриваемого тела. Нахождение температурного поля и составляет основную задачу аналитической теории теплопроводности.

В случае стационарного одномерного температурного поля (при $\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$) закон теплопроводности Фурье имеет наиболее простую запись

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (12.7)$$

Принимая во внимание, что

$$\frac{dT}{dx} \approx \frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1}, \quad q = \frac{Q}{S \tau},$$

закон Фурье (12.7) можно представить в виде:

$$\frac{Q}{S \tau} = -\lambda \frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1},$$

т.е. коэффициент теплопроводности λ равен количеству тепла Q [Дж], протекающему в единицу времени τ [с] через изотермическую поверхность площадью S [м²] при перепаде температуры $(T_2 - T_1) = 1$ К на одну единицу длины $(x_2 - x_1) = 1$ м нормали.

Теплопроводность металлов обусловлена колебаниями кристаллической решетки и движением большого числа свободных электронов (называемых иногда электронным газом). Движение электронов ответственно и за электропроводность металлов, а потому неудивительно, что хорошие проводники тепла (например, серебро или медь) являются также хорошими проводниками электричества. Тепловое и электрическое сопротивление многих веществ резко уменьшается при понижении температуры ниже температуры жидкого гелия (1,8 К). Это явление, называемое сверхпроводимостью, используется для повышения эффективности работы многих устройств – от приборов микроэлектроники до линий электропередачи и больших электромагнитов.

Вопросы для самопроверки

1. Дайте определение теплопроводности.
2. Какими факторами определяется теплопроводность материала?
3. Сформулируйте основной закон теплопроводности (закон Фурье) и приведите его математическое выражение.
4. Что называется температурным градиентом и коэффициентом теплопроводности и как они определяются?
5. Какой вид имеет закон теплопроводности Фурье в случае стационарного одномерного температурного поля?
6. Чем обусловлена теплопроводность в твердых телах?

Лекция 13. Теплопроводность при стационарном режиме. Плоская стенка. Термическое сопротивление. Коэффициент теплопередачи.

1) Рассмотрим однослойную плоскую стенку толщиной δ , коэффициент теплопроводности которой постоянен и равен λ . Температура на границах T_{ct1} и T_{ct2} , причем $T_{ct1} < T_{ct2}$ (рис.13.1). Теплота распространяется только вдоль оси x в стационарном режиме.

Стационарный режим- режим функционирования системы, который устанавливается с течением времени, в дальнейшем его характеристики остаются неизменными.

Если температура тела функция только координат и не изменяется с течением времени, то температурное поле называется стационарным: $T = f(x, y, z)$, $\partial T / \partial \tau = 0$

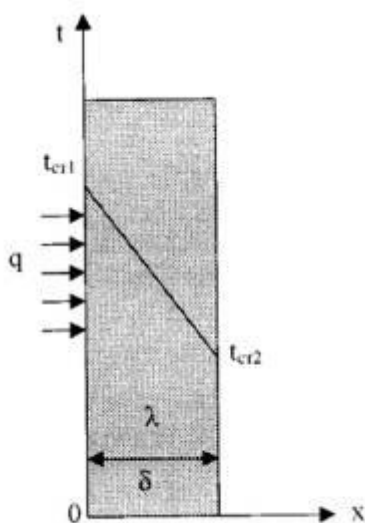


Рис.13.1 Однородная плоская стенка

Плотность теплового потока:

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = -\lambda \cdot (T_{cm2} - T_{cm1}) / (x_{cm2} - x_{cm1}) \cdot$$

$$\text{или } q = \lambda \cdot (T_{cm2} - T_{cm1}) / (x_{cm2} - x_{cm1}) \cdot dT/dx$$

Тогда $q = \lambda / \delta \cdot (T_{cm1} - T_{cm2}) = \lambda / \delta \cdot \Delta T$,

Если $R = \delta / \lambda$ – термическое сопротивление теплопроводности стенки $[(m^2 \cdot K) / W]$, то плотность теплового потока:

$$q = (T_{cm1} - T_{cm2})/R.$$

Общее количество теплоты, которое передается через поверхность S за время τ определяется:

$$Q = q \cdot S \cdot \tau = (t_{cm1} - t_{cm2}) S \cdot \tau / R.$$

Температура тела в точке с координатой x находится по формуле:

$$T_x = T_{cm1} - (T_{cm1} - T_{cm2}) \cdot x / \delta$$

2) Многослойная плоская стенка.

Рассмотрим 3-х слойную стенку (Рис.13.2). Температура наружных поверхностей стенок T_{cm1} и T_{cm2} , коэффициенты теплопроводности слоев λ_1 , λ_2 , λ_3 , толщина слоев δ_1 , δ_2 , δ_3 .

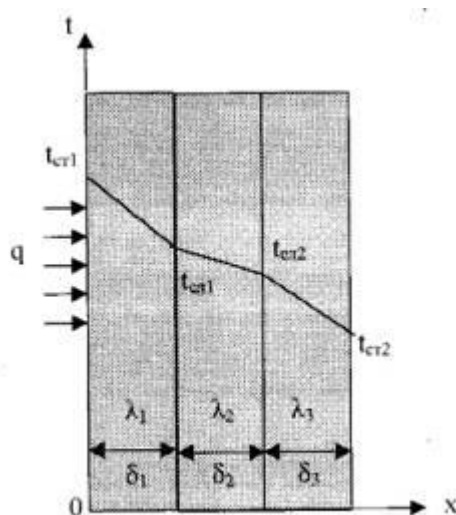


Рис.13.2 Многослойная плоская стенка

Плотности тепловых потоков через каждый слой стенки:

$$q = \lambda_1 / \delta_1 \cdot (T_{cm1} - T_{cl1}),$$

$$q = \lambda_2 / \delta_2 \cdot (T_{cl1} - T_{cl2}),$$

$$q = \lambda_3 / \delta_3 \cdot (T_{cl2} - T_{cm2}),$$

Решая эти уравнения, относительно разности температур и складывая, получаем:

$$q = (T_1 - T_4) / (\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2 + \delta_3 / \lambda_3) = (T_{cm1} - T_{cm4}) / R_o,$$

где: $R_o = (\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2 + \delta_3 / \lambda_3)$ – общее термическое сопротивление теплопроводности многослойной стенки. Температура слоев определяется по следующим формулам:

$$T_{c1} = T_{ж1} - q \cdot (\delta_1 / \lambda_1).$$

$$T_{c2} = T_{c1} - q \cdot (\delta_2 / \lambda_2).$$

Плоская стенка

Рассмотрим теплопередачу между двумя жидкостями через разделяющую их многослойную плоскую стенку. Здесь передача теплоты делится на три процесса:

1) В начале теплота передается от горячего теплоносителя $T_{ж1}$ к поверхности стенки путем конвективного теплообмена, который может сопровождаться излучением. Интенсивность процесса теплоотдачи характеризуется коэффициентом теплоотдачи α_1 .

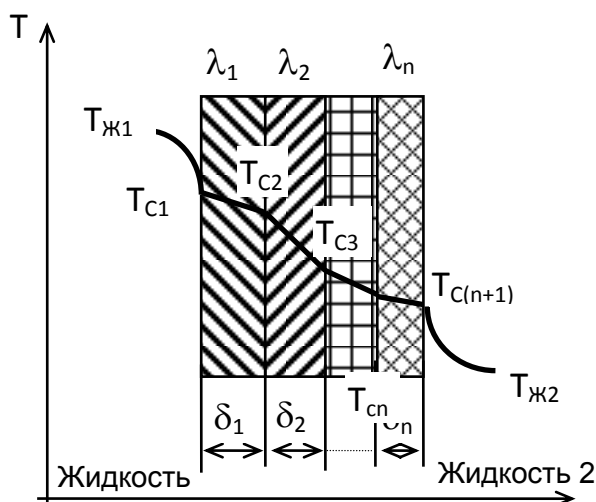


Рис. 13.1 Распределение температур при теплопередаче через многослойную плоскую стенку

2) Затем теплота теплопроводностью переносится поочередно от одной поверхности стенки к другой, которая характеризуется коэффициентом теплопроводности $\lambda(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$.

3) И, наконец, теплота опять путем конвективного теплообмена передается от поверхности стенки к холодной жидкости $T_{ж2}$. Этот процесс характеризуется коэффициентом теплоотдачи α_2 .

При стационарном режиме плотность теплового потока во всех трех процессах одинакова и может быть записана следующим образом:

1. по закону Ньютона - Рихмана

$$q = \alpha_1 \cdot (T_{ж1} - T_{c1}) = \frac{1}{R_{\alpha 1}} \cdot (T_{ж1} - T_{c1}),$$

2. по закону Фурье

$$q = \frac{T_{c1} - T_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = \frac{T_{c1} - T_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda i}},$$

3. по закону Ньютона - Рихмана

$$q = \alpha_2 \cdot (T_{c(n+1)} - T_{жс2}) = \frac{1}{R_{\alpha_2}} \cdot (T_{c(n+1)} - T_{жс2}),$$

где $R_{\alpha 1} = \frac{l}{\alpha_1}$ и $R_{\alpha 2} = \frac{l}{\alpha_2}$ - термическое сопротивление внешней теплоотдачи соответственно от горячего теплоносителя к стенке и от стенки к холодному теплоносителю.

Из вышеприведенных уравнений составив систему уравнений:

$$\begin{cases} T_{жс1} - T_{c1} = q \cdot R_{\alpha 1} \\ T_{c1} - T_{c(n+1)} = q \cdot \sum_{i=1}^n R_{\lambda i} \\ T_{c(n+1)} - T_{жс2} = q \cdot R_{\alpha 2} \end{cases}$$

и сложив правые и левые части, получим уравнения теплопередачи через многослойную плоскую стенку:

$$T_{жс1} - T_{жс2} = q \cdot (R_{\alpha 1} + \sum_{i=1}^n R_{\lambda i} + R_{\alpha 2})$$

$$\text{или } q = \frac{T_{жс1} - T_{жс2}}{R_{\alpha 1} + \sum_{i=1}^n R_{\lambda i} + R_{\alpha 2}} = \frac{\Delta T}{R_k}$$

где $\Delta T = (T_{жс1} - T_{жс2})$ - температурный напор, заданный условиями задачи; R_k - термическое сопротивление теплопередачи от горячего теплоносителя к холодному.

Величина, обратная R_k , называется коэффициентом теплопередачи K :

$$K = \frac{1}{R_k} = \frac{1}{\frac{l}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{l}{\alpha_2}},$$

Коэффициент теплопередачи K характеризует интенсивность процесса теплопередачи от горячего теплоносителя к холодному через разделяющую их стенку.

Тогда уравнение теплопередачи можно записать:

$$q = K \cdot (T_{ж1} - T_{ж2}) = \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{R_k} \text{ или } Q = K \cdot (T_{ж1} - T_{ж2}) \cdot S$$

Граничные температуры определяются:

$$T_{ж1} = T_{ж1} - q \cdot R_{\alpha1}$$

$$T_{c(n+1)} = T_{ж1} - q \cdot (R_{\alpha1} + \sum_{i=1}^n R_{\lambda i}) = T_{ж2} - q \cdot R_{\alpha1}$$

Очевидно, что для однослойной плоской стенки формулы справедливы,

$$\text{где } \sum_{i=1}^n R_{\lambda i} = R_{\lambda}, \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} = \frac{\delta}{\lambda}, T_{c(n+1)} = T_{c2}.$$

Вопросы для самопроверки

1. Что характеризуют коэффициент теплопроводности и коэффициент теплоотдачи?
2. Что такое термическое сопротивление?
3. Что характеризует коэффициент теплопередачи?
4. Определите количество теплоты передаваемого за единицу времени между двумя жидкостями, разделенными многослойными плоскими стенками.
5. Как соотносятся коэффициент теплопередачи и термическое сопротивление?

Лекция 14. Конвекция. Ламинарный и турбулентный режимы течения. Основные уравнения теории конвективного теплообмена.

Явление возникновения струй или потоков в нагреваемых или охлаждаемых жидкостях и газах называется *конвекцией*. Кроме того, с точки зрения термодинамики конвекция – это способ теплопередачи, при котором внутренняя энергия переносится потоками неравномерно нагретых веществ.

Явление конвекции можно объяснить законом Архимеда и явлением теплового расширения тел. При повышении температуры объем жидкости возрастает, а плотность уменьшается. Под действием архимедовых сил менее плотная нагретая жидкость поднимается вверх, а более плотная холодная жидкость опускается вниз. Если же жидкость нагревать сверху, то менее плотная теплая жидкость там и останется и конвекция не возникнет. Так устанавливается круговорот жидкости, сопровождающийся переносом энергии от нагретых участков к более холодным. Совершенно аналогичным образом возникает конвекция в газах. Естественная конвекция. Для ее возникновения требуется подогрев жидкости снизу (или охлаждение сверху), причем нагрев в разных участках должен быть неравномерным. Кроме естественной конвекции, возможна и принудительная конвекция. При принудительной конвекции потоки нагретой (или охлажденной) жидкости или газа переносятся под действием насосов или вентиляторов. Такая конвекция используется в тех случаях, когда естественная конвекция оказывается недостаточно эффективной, а также в состоянии невесомости, когда естественная конвекция невозможна.

Теплообмен конвекцией часто встречается в быту. Например, отопительные батареи-радиаторы располагаются вблизи пола под подоконником. Поэтому нагреваемый ими воздух, поднимаясь вверх, смешивается с холодным воздухом, опускающимся от окна. В результате в комнате устанавливается почти равномерная температура. Этого не происходило бы, если бы батареи располагались у потолка. Конвективные

потоки возникают и внутри кастрюль с жидкостями, которые нагреваются на кухонной плите.

Явление конвекции весьма распространено в природе. Типичными примерами конвекции в атмосфере являются ветры, в частности бризы и муссоны. Нагреваясь над одними участками Земли и охлаждаясь над другими, воздух начинает циркулировать, перенося с собой энергию и влагу. Явление это весьма сложное. На процесс естественной конвекции накладывается ряд факторов, в частности суточное вращение Земли, рельеф местности, влияние морских течений и т. д. Но в основе ветрообразования лежит именно явление конвекции. Особенно прост и нагляден механизм возникновения берегового бриза. Днем суша прогревается быстрее воды, у которой теплоемкость очень велика. Поэтому температура суши выше температуры воды. Нагретый над сушей воздух поднимается вверх, на его место поступает холодный воздух с моря, и у поверхности Земли ветер дует с моря на берег. Ночью картина меняется на противоположную: земля быстрее остывает, вода сохраняет более высокую температуру, и ветер у поверхности Земли направлен в сторону моря.

С явлением конвекции связаны процессы парения птиц и планеров, процесс дымообразования из труб и кратеров вулканов, охлаждение продуктов в холодильнике.

Конвективный теплообмен – это совместный перенос теплоты теплопроводностью и конвекцией. Конвекция может иметь место в жидкостях, газах и расплавленных металлах.

Плотность конвективного теплового потока определяется по уравнению Ньютона–Рихмана, Вт/м²:

$$q = \alpha(T_c - T_{жс}) = \alpha\theta_c \quad (14.1)$$

где α - коэффициент конвективной теплоотдачи [Вт/м²К], T_c , $T_{жс}$ - температуры стенки и жидкости, θ_c - разность температур между стенкой и жидкостью.

В качестве теплоносителей в настоящее время применяют воздух и другие газы, воду, масла, спирты, жидкие металлы. Коэффициент теплоотдачи в процессе теплообмена является сложной величиной, которая учитывает следующие факторы, обуславливающие протекание конвективного теплообмена:

- 1) характер движения жидкости или газа (ламинарное или турбулентное) и природа его возникновения;
- 2) скорость движения жидкости или газа (v);
- 3) физические параметры жидкости или газа (коэффициент теплопроводности λ , вязкость μ , плотность ρ , теплоемкость c_p , коэффициент объемного расширения β , температура жидкости или газа и поверхности $T_{жс}$, T_c , форма Φ и линейные размеры омываемой жидкостью или газом поверхности l_1, l_2, l_3).

Подведя итог выше сказанному можно заключить, что Коэффициент теплоотдачи можно представить следующей функцией

$$\alpha = f(v, \lambda, \mu, \rho, c_p, \beta, T_{жс}, T_c, \Phi, l_1, l_2, l_3 \dots).$$

Для определения коэффициента теплоотдачи для различных случаев конвективного теплообмена предложено несколько эмпирических формул, имеющих, однако, ограниченную область применения. Значительно лучшие результаты по определению α получаются на основе эксперимента с использованием критериев подобия – безразмерных соотношений параметров, характеризующих физический процесс.

Критерий Нуссельта Nu , или критерий теплоотдачи, характеризует интенсивность теплоотдачи на границе жидкость (или газ) – твердое тело и всегда является искомой величиной.

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$$

Критерий Рейнольдса Re представляет собой отношение сил инерции к силам внутреннего трения и характеризует гидродинамический режим движения жидкости. При $Re < 2300$ движение ламинарное, при $Re > 10^4$ –

турбулентное, при $2300 < Re < 10^4$ режим движения переходный – от ламинарного к турбулентному.

$$Re = \frac{v \cdot l \cdot \rho}{\mu}$$

Критерий Прандтля Pr характеризует физические свойства жидкости (или газа) и способность распространения теплоты в жидкости (или газа).

$$Pr = \frac{\mu \cdot c_p \cdot g}{\lambda}$$

Критерий Грасгофа Gr учитывает подъемные силы, возникающие в жидкости (или газе) вследствие разности плотностей их частиц и вызывающие так называемую свободную конвекцию.

$$Gr = \frac{g \cdot l}{\nu^2} \cdot \beta \cdot \Delta t$$

При вынужденной конвекции определяющими критериями являются числа Рейнольдса Re , Прандтля Pr , Пекле Pe

$$Pe = Re \cdot Pr = \frac{v \cdot l}{\nu}$$

При естественной конвекции определяющими критериями являются числа Прандтля Pr и Грасгофа Gr

$$Gr = \frac{g \cdot l^3}{\nu} |T_{cm} - T_{ж}|$$

Из-за вязкости жидкости, между ее слоями, движущимися с разной скоростью, возникает трение. Согласно закону Ньютона касательная сила трения, Н/м²:

$$s = \mu \left(\frac{dw}{dn} \right),$$

где μ коэффициент динамической вязкости, размерность которого из предыдущей формулы:

$$\mu = \frac{H}{m^2} \frac{c}{m} m = \frac{H \cdot c}{m^2}$$

Наряду с динамической вязкостью жидкости, часто используется коэффициент кинематической вязкости:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \left[\frac{m^2}{c} \right]$$

До введения международной системы единиц «СИ» кинематическая вязкость измерялась в Стоксах и сантиСтоксах:

$$1 \text{ Ст} = 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{с}; 1 \text{ сСт} = 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}$$

На преодоление вязкостных сил расходуется часть кинетической энергии жидкости, которая переходит в тепловую энергию (диссипация энергии). С увеличением скорости жидкости диссипация энергии возрастает.

Ламинарное течение (от лат. *lamina* — пластинка), упорядоченное течение жидкости или газа, при котором жидкость или газ перемещается как бы слоями, параллельными направлению течения. Ламинарное течение наблюдается или у очень вязких жидкостей, или при течениях, происходящих с достаточно малыми скоростями, а также при медленном обтекании жидкостью тел малых размеров. В частности, ламинарное течение имеет место в узких (капиллярных) трубках, в слое смазки в подшипниках, в тонком пограничном слое, который образуется вблизи поверхности тел при обтекании их жидкостью или газом и др. С увеличением скорости движения данной жидкости ламинарное течение может в некоторый момент перейти в неупорядоченное турбулентное течение. При этом резко изменяется сила сопротивления движения. Режим течения жидкости характеризуется числом Рейнольдса Re . Когда значение Re меньше некоторого критического числа $Re_{кр}$, имеет место ламинарное течение жидкости, а если $Re > Re_{кр}$, режим течения может стать турбулентным. Значение $Re_{кр}$ зависит от вида рассматриваемого течения. Так, для течения в круглых трубках $Re_{кр} = 2200$ (если характерной скоростью считать среднюю по сечению скорость, а характерным размером — диаметр трубы). Следовательно, при $Re_{кр} < 2200$ течение жидкости в трубе будет ламинарным.

Турбулентное течение (от лат. *turbulentus* — бурный, беспорядочный), форма течения жидкости или газа, при которой их элементы совершают неупорядоченные, неустановившиеся движения по сложным траекториям, что приводит к интенсивному перемешиванию между слоями движущихся жидкости или газа.

Турбулентность экспериментально открыта английским инженером Рейнольдсом в 1883 году при изучении течения несжимаемой жидкости в трубах.

Обычно турбулентность наступает при превышении некоторого критического числа Рейнольдса или Релея (в частном случае скорости потока при постоянной плотности и диаметре трубы или температуры на внешней границе среды).

Турбулентность, например, можно создать:

- увеличив число Рейнольдса (увеличить линейную скорость или угловую скорость вращения потока, размер обтекаемого тела, уменьшить первый или второй коэффициент молекулярной вязкости, увеличить плотность среды) и/или число Релея (нагреть среду) и/или число Прандтля (уменьшить вязкость);
 - и/или задать очень сложный вид внешней силы (примеры: хаотичная сила, удар). Течение может не иметь фрактальных свойств;
 - и/или создать сложные граничные и/или начальные условия, задав функцию формы границ. Например, их можно представить случайной функцией. Например: течение при взрыве сосуда с газом;
 - и/или создать квантовое состояние. Данное условие применимо только к изотопу гелия 3 и 4. Все остальные вещества замерзают, оставаясь в нормальном, не квантовом состоянии;
 - облучить среду звуком высокой интенсивности;
 - с помощью химических реакций, например горения. Форма пламени, как и вид водопада может быть разным.

При больших числах Рейнольдса, скорости потока от небольших изменений на границе зависят слабо. Поэтому при разных начальных скоростях движения корабля формируется одна и та же волна перед его носом, когда он движется с крейсерской скоростью.

При очень малом числе Рейнольдса — это всем известные линейные волны на воде небольшой амплитуды. При большой скорости мы наблюдаем нелинейные волны цунами или обрушение волн прибоя. Например, крупные волны за плотиной распадаются на волны меньших размеров.

Вследствие нелинейных волн любые параметры среды: (скорость, температура, давление, плотность) могут испытывать хаотические колебания, изменяются от точки к точке и во времени непериодические. Они очень чувствительны к малейшим изменениям параметров среды. В турбулентном течении мгновенные параметры среды распределены по случайному закону. Этим турбулентные течения отличаются от ламинарных течений. Но управляя средними параметрами, мы можем управлять турбулентностью.

Общепринято считать проекцию вектора скорости на ось координат в турбулентном потоке, состоящей из *средней* или осредненной величины, за некоторое выбранное время, и плюс *мгновенной* составляющей:

$$U = U_{cp} + u' = 100 \text{ м/с} + 0.5 \text{ м/с}.$$

Здесь u' — пульсационная составляющая или пульсация. Удобно ввести *степень турбулентности*:

$$e = 100\% * u' / U_{cp} = 100 \% * 0.5 / 100 = 0,5\%.$$

Для трех осей: $e = (u' + v' + w') / U_{cp}$.

Турбулентное течение с большим числом Рейнольдса называют *развитой турбулентностью*. При разных граничных условиях оно всегда приводит к созданию одного и того же профиля скоростей. Это свойство независимости параметров от числа Рейнольдса называют *автомоделностью* течения. Наблюдается экспериментально в струях или в пограничном слое.

Можно создать *изотропную* турбулентность, когда статистические параметры течения (функция распределения вероятности, дисперсия, моменты) одинаковы в направлении разных осей координат и не зависят от времени.

При процессах горения или химических реакциях на явление турбулентности накладываются множество других физических и химических процессов. Например, эффект конвекции, автоколебаний, гистерезиса. В этом случае говорят о турбулентной конвекции. Обычно принимается, что переход от ламинарного течения к турбулентному происходит при достижении критического числа Рейнольдса (Re). Критическое значение числа Рейнольдса зависит от конкретного вида течения, его коэффициента вязкости, который зависит от температуры, которое зависит от давления (течение в круглой трубе, обтекание шара и т. п.).

Вопросы для самопроверки

1. Что называется конвекцией?
2. Чем обусловлено появление конвекции?
3. Какие виды конвекции существуют?
4. Напишите уравнение плотности конвективного теплового потока.
5. Перечислите факторы, обуславливающие протекание конвективного теплообмена.
6. Перечислите критерия определяющие коэффициент теплоотдачи и дайте их характеристики.
7. Какие критерии являются определяющими при естественной конвекции и искусственной конвекции?
8. Какое течение называется ламинарным, а какое турбулентным?

Лекция 15. Лучистый теплообмен. Описание процесса и основные определения.

Лучистый теплообмен

Жилые и офисные помещения часто обогревают небольшими электрическими теплоизлучателями; красноватое свечение их спиралей – это видимое тепловое излучение, близкое к границе инфракрасной части спектра. Помещение же обогревается теплотой, которую несет в основном невидимая, инфракрасная часть излучения. В приборах ночного видения применяются источник теплового излучения и приемник, чувствительный к ИК-излучению, позволяющий видеть в темноте.

Мощным излучателем тепловой энергии является Солнце; оно нагревает Землю даже на расстоянии 150 млн. км. Интенсивность солнечного излучения, регистрируемая год за годом станциями, расположенными во многих точках земного шара, составляет примерно $1,37 \text{ Вт/м}^2$. Солнечная энергия – источник жизни на Земле. Ведутся поиски способов наиболее эффективного ее использования. Созданы солнечные батареи, позволяющие обогревать дома и получать электроэнергию для бытовых нужд.

Лучистый теплообмен - третий вид теплопередачи – отличается от теплопроводности и конвекции тем, что теплота в этом случае может передаваться через вакуум. Сходство же его с другими способами передачи тепла в том, что он тоже обусловлен разностью температур. Тепловое излучение – это один из видов электромагнитного излучения. Другие его виды – радиоволновое, ультрафиолетовое и гамма-излучения – возникают в отсутствие разности температур. Тепловое излучение может сопровождаться испусканием видимого света, но его энергия мала по сравнению с энергией излучения невидимой части спектра. При высоких температурах теплообмен излучением преобладает над остальными видами теплообмена.

Лучистая энергия E_o , падающая на какое-либо тело, в зависимости от его физических свойств, формы и состояния поверхности частично

поглощается E_A этим телом и переходит в тепловую, а оставшаяся часть отражается E_R и частично проходит E_D через него (рис.15.1).

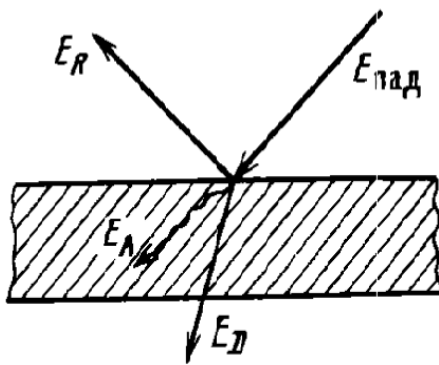


Рис. 15.1. Распределение лучистой энергии, падающей на тело

$$E_o = E_A + E_R + E_D .$$

Разделим каждое слагаемое на E_o , то получим

$$1 = \frac{E_A}{E_o} + \frac{E_R}{E_o} + \frac{E_D}{E_o} \text{ или } 1 = A + R + D ,$$

где $A = \frac{E_A}{E_o}$ - поглощательная способность

тела; $R = \frac{E_R}{E_o}$ - отражательная способность

тела; $D = \frac{E_D}{E_o}$ - поглощательная

способность тела.

Интенсивность теплопередачи путем теплопроводности и конвекции пропорциональна температуре, а лучистый тепловой поток пропорционален четвертой степени температуры и подчиняется закону Стефана – Больцмана

$$E_o = C_o \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

(15.1)

где, E_o – излучательная способность абсолютно черного тела, T – температура (в кельвинах) излучающего тела, C_o – коэффициент излучения абсолютно черного тела, равный $5,68 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Представленный закон теплового излучения справедлив лишь для идеального излучателя – так называемого абсолютно черного тела. Ни одно реальное тело таким не является, хотя плоская черная поверхность по своим свойствам приближается к абсолютно черному телу. Свойствами, близкими к абсолютно черному телу, обладают нефтяная сажа ($A=0,9-0,96$), черное сукно ($A=0,98$). Светлые же поверхности излучают сравнительно

слабо. Чтобы учесть отклонение от идеальности многочисленных «серых» тел, в правую часть выражения, описывающего закон Стефана – Больцмана, вводят коэффициент, меньший единицы, называемый степенью черноты тела.

$$a = \frac{E}{E_o} \quad (15.2)$$

где E – излучательная способность серого тела, E_o – излучательная способность абсолютно черного тела. Для плоской черной поверхности этот коэффициент может достигать 0,98, а для полированного металлического зеркала не превышает 0,05. Соответственно лучепоглощательная способность высока для черного тела и низка для зеркального.

Применительно к реальным телам закон Стефана-Больцмана приобретает следующий вид:

$$E_o = aC_o \left(\frac{T}{100} \right)^4 = C \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (15.3)$$

где $C = aC_o$ – коэффициент излучения.

По закону, установленному Ламбертом, максимальное излучение единицей поверхности происходит по направлению нормали к ней. Если E_o – количество энергии, излучаемое по нормали к поверхности, а E_φ – по направлению, образующему угол φ с нормалью, то, по закону Ламберта,

$$E_\varphi = E_o \cos \varphi.$$

Таким образом, закон Ламберта определяет зависимость излучаемой телом энергии от ее направления.

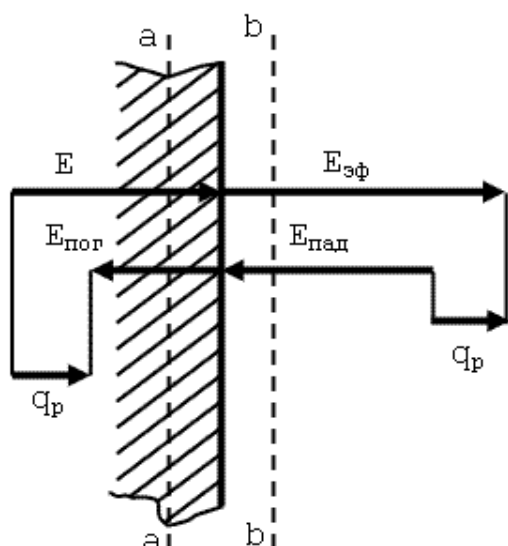
По закону Кирхгофа отношение излучательной способности тела E к его поглощательной способности A для всех тел одинаково и равно излучательной способности абсолютно черного тела E_o при той же температуре и зависит только от температуры, т.е.

$$E_o = \frac{E}{A} = f(T)$$

Так как $E/E_0=a$, то для всех серых тел $A=a$, т.е. поглощательная способность тела численно равно степени его черноты.

Рассмотрим случай теплообмена излучением между двумя стенками, имеющими большую поверхность и расположенными параллельно на небольшом расстоянии одна от другой. Так, что излучение каждой стенки полностью попадает на противоположную, т.е. расстояние между стенками мало и полагаем, что коэффициент пропускания стенок равен нулю. Температуры поверхности стенок постоянно поддерживаются T_1 и T_2 , причем $T_1>T_2$, а степени черноты равны коэффициентам поглощения соответственно $A_1=a_1$ и $A_2=a_2$.

Для определения плотности потока результирующего излучения q создаваемой нагретой стенкой (рис. 15.2) составим уравнение теплового



баланса энергии для плоскостей а-а расположенной внутри стенки, а другая плоскость b-b снаружи стенки, но вблизи поверхности.

Для плоскости а-а имеет вид:

$$q = E - E_{\text{ног}} = E - AE_{\text{пад}} \quad (15.4)$$

Для плоскости b-b имеет вид:

$$q = E_{\text{эф}} - E_{\text{пад}},$$

(15.5)

Рис. 15.2 Схема лучистого теплообмена

где $E_{\text{эф}}$ эффективного излучения (сумма потоков собственного и отраженного телом излучения), представленного выражением

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

(15.6)

Из уравнения (15.4) выразим $E_{над}$ и подставим в уравнение (15.5), то получим

$$E_{эф} = q \left(1 - \frac{1}{A} \right) + \frac{E}{A}$$

Каждое из рассматриваемых тел имеет эффективное (полное) излучение, соответственно $E_{эф1}$ и $E_{эф2}$. Для первой стенки $E_{эф1}$

$$E_{эф1} = q_{12} \left(1 - \frac{1}{A_1} \right) + \frac{E_1}{A_1}$$

Аналогично для второй стенки $E_{эф2}$

$$E_{эф2} = q_{21} \left(1 - \frac{1}{A_2} \right) + \frac{E_2}{A_2}$$

Плотность результирующего теплового потока от первого тела на второе равна

$$q_{12} = E_{эф1} - E_{эф2} \quad (15.7)$$

При установившемся режиме результирующие потоки для первой и второй стенки одинаковы по величине и противоположные по знаку, т.е. $q_{12} = -q_{21}$. Подставим $E_{эф1}$ и $E_{эф2}$ в уравнение (15.7) получаем

$$q_{12} = q_{12} \left(1 - \frac{1}{A_1} \right) + \frac{E_1}{A_1} + q_{12} \left(1 - \frac{1}{A_2} \right) - \frac{E_2}{A_2},$$

Отсюда

$$q_{12} = \frac{\frac{E_1}{A_1} - \frac{E_2}{A_2}}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}$$

Согласно закону Стефана-Больцмана и Кирхгофа

$$\frac{E}{A} = E_o = C_o \left(\frac{T}{100} \right)^4.$$

Окончательно получаем

$$q_{12} = A_{12} C_o \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

где $A_{12} = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}$ называют поглощающей способностью системы.

Задача. Определите количество переданного тепла через 1 м^2 стенки, холодная сторона которой оребрена и коэффициент оребрения равен $S_2/S_1=13$, где S_1 – площадь гладкой поверхности, S_2 – площадь оребренной поверхности. Толщина стенки 10 мм и коэффициент теплопроводности $40 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$. Коэффициенты теплоотдачи соответственно равны $200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$ и $10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$. Температура горячего теплоносителя $75 \text{ }^\circ\text{C}$, а холодного $15 \text{ }^\circ\text{C}$. Выявить, во сколько раз оребрение поверхности увеличит теплоотдачу.

Дано:

$$S_2/S_1=13$$

$$\delta=10 \text{ мм} = 10 \cdot 10^{-3} \text{ м}$$

$$\lambda=40 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$$

$$\alpha_1=200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$$

$$\alpha_2=10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$$

$$T_{ж1}=75 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$T_{ж2}=15 \text{ }^\circ\text{C}$$

q/q' - ?

Решение:

Для стационарного режима можно записать три уравнения теплового потока.

$$Q = \alpha_1 S_1 (T_{ж1} - T_{c1}); \quad Q = \frac{\lambda}{\delta} S_1 (T_{c1} - T_{c2}); \quad Q = \alpha_2 S_2 (T_{c2} - T_{ж2})$$

Решая эти три уравнения относительно разности температур и складывая, получаем:

$$Q = \frac{(T_{ж1} - T_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 S_1} + \frac{1}{\lambda S_1} + \frac{1}{\alpha_2 S_2}} \quad \text{или} \quad Q = k_p (T_{ж1} - T_{ж2}), \quad \text{где}$$

коэффициент теплопередачи для ребристой стенки

$$k_p = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 S_1} + \frac{1}{\lambda S_1} + \frac{1}{\alpha_2 S_2}}$$

Считаем, что тепловой поток отнесен к единице гладкой поверхности, тогда коэффициент теплопередачи определяем по формуле:

$$k_{p.г.} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\lambda} + \frac{S_1}{\alpha_2 S_2}} = 77,28 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$$

Плотность теплового потока определяем по уравнению

$$q = k_{p.c.}(T_{ж1} - T_{ж2}) = 4636,8 \text{ Вт/м}^2$$

При отсутствии ребер коэффициент теплопередачи составляет:

$$k' = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = 9,5 \text{ Вт/(м}^2 \text{ } ^\circ\text{C)}$$

Плотность теплового потока для гладкой стенки

$$q' = k'(T_{ж1} - T_{ж2}) = 570 \text{ Вт/м}^2$$

Таким образом, ребрение поверхности позволяет увеличить теплопередачу более чем в 8,13 раз. В действительности с учетом изменения коэффициента теплоотдачи и температуры вдоль ребер эффект от ребрения может значительно меньше.

Вопросы для самопроверки

1. Что называют излучением?
2. Чем отличается теплопроводности и конвекции от излучения?
3. Сформулируйте основные законы лучистого теплообмена.
4. Что такое абсолютно черное тело?
5. Что характеризует поглощательная, отражательная и пропускающая способность тела?
6. Что называют степенью черноты тела?
7. Дайте определение эффективного излучения.
8. Выведите плотность результирующего теплового потока между плоскопараллельными стенками.

Лекция 16. Основы массообмена. Тепломассообменные аппараты. Классификация. Основные уравнения теплового расчета теплообменных аппаратов.

Большинство веществ, используемых в технике, представляет собой многокомпонентные системы. Нефтепродукты и нефть – это смесь различных углеводородов. Поэтому многие процессы теплообмена сопровождаются переносом массы.

Если в некоторой изолированной системе содержится смесь компонентов с первоначально неоднородным распределением концентраций, то в ней возникает перенос массы компонентов смеси, стремящейся к установлению равновесного (равномерного) поля концентраций.

Перенос вещества в смеси, обусловленный тепловым хаотическим движением микрочастиц вещества (молекул, ионов, атомов), называется молекулярной диффузией. Молекулярная диффузия вследствие неоднородного распределения концентраций в смеси называется концентрационной диффузией.

При перемещении, т.е. конвекции, масса компонента переносится макроскопическими элементами смеси. Перенос массы за счет совместного действия молекулярной диффузии и конвективного переноса вещества называется **конвективным массообменом**. Конвективный массообмен между жидкой (твердой) поверхностью и окружающей средой называется массоотдачей. Плотность потока массы при концентрационной диффузии определяют уравнением, аналогичным уравнению Ньютона-Рихмана:

$$j_i = \rho \cdot \beta_M \cdot (m_{ic} - m_{io}),$$

где β_M - коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности концентраций диффундирующего вещества, [м/с]; m_{ic} и m_{io} – концентрации вещества на поверхности массоотдачи и в окружающей среде.

Поток массы от поверхности площадью S определяют по формуле:

$$J_i = \rho \cdot \beta_M \cdot (m_{ic} - m_{io}) \cdot S.$$

Массообмен - самопроизвольный необратимый процесс переноса массы данного компонента в пространстве с неоднородным полем химического потенциала этого компонента (в простейшем случае — с неоднородным полем концентрации или парциального давления этого компонента). В случае термодиффузии массообмен вызывается также разностью температур. Массообмен между движущейся средой и поверхностью раздела с другой средой называется массоотдачей. Массообменные процессы обычно многостадийны и включают как перенос вещества в пределах одной фазы, так и переход вещества через фазовую поверхность.

Массообмен лежит в основе многих технологических процессов: ректификации, экстракции, абсорбции, адсорбции, сушки, изотопного обмена и других, которые широко используются для разделения веществ и для их очистки от вредных или балластных примесей.

Массообменные аппараты.

Процессы теплообмена имеют большое значение в химической, энергетической, металлургической, пищевой и других отраслях промышленности. В теплообменных аппаратах теплопередача от одной среды к другой через разделяющую их стенку обусловлена рядом факторов и является сложным процессом, который принято разделять на три элементарных вида теплообмена: теплопроводность, конвекцию и тепловое излучение. На практике эти явления не обособлены, находятся в каком-то сочетании и протекают одновременно. Для теплообменников наибольшее значение имеет конвективный теплообмен или теплоотдача, которая осуществляется при совокупном и одновременном действии теплопроводности и конвекции. Процессы теплообмена осуществляются в теплообменных аппаратах различных типов и конструкций. По способу передачи тепла теплообменные аппараты делят на *поверхностные и смесительные*. В поверхностных аппаратах рабочие среды обмениваются теплом через стенки из теплопроводного материала, а в смесительных аппаратах тепло передается при непосредственном перемешивании рабочих сред. Смесительные теплообменники по конструкции проще поверхностных:

тепло в них используется полнее. Но они пригодны лишь в тех случаях, когда по технологическим условиям производства допустимо смешение рабочих сред. Поверхностные теплообменные аппараты, в свою очередь, делятся на *рекуперативные и регенеративные*. В рекуперативных аппаратах теплообмен между различными теплоносителями происходит через разделительные стенки. При этом тепловой поток в каждой точке стенки сохраняет одно и то же направление. В регенеративных теплообменниках теплоносители попеременно соприкасаются с одной и той же поверхностью нагрева. При этом направление теплового потока в каждой точке стенки периодически меняется. Рассмотрим рекуперативные поверхностные теплообменники непрерывного действия, наиболее распространенные в промышленности.

- **Пластинчатые теплообменники**

В последнее время распространены пластинчатые разборные теплообменники, отличающиеся интенсивным теплообменом, простотой изготовления, компактностью, малыми гидравлическими сопротивлениями, удобством монтажа и очистки от загрязнений. Эти теплообменники состоят из отдельных пластин, разделенных резиновыми прокладками, двух концевых камер, рамы и стяжных болтов. Пластины штампуют из тонколистовой стали (толщина 0,4 - 1,2мм). Для увеличения поверхности теплообмена и турбулизации потока теплоносителя проточную часть пластин выполняют гофрированной или ребристой, причем гофры могут быть горизонтальными или расположены “в елку” (шаг гофр 11,5; 22,5; 30 мм; высота 4—7 мм). К пластинам приклеивают резиновые прокладки круглой и специальной формы для герметизации конструкции; теплоноситель направляют либо вдоль пластины, либо через отверстие в следующий канал. Движение теплоносителей в пластинчатых теплообменниках может осуществляться прямотоком, противотоком и по смешанной схеме. Поверхность теплообмена одного аппарата может изменяться от 0,06 до 2000м², число пластин—от 3 до 1000. В пластинчатых теплообменниках температура теплоносителя ограничивается от 120°С до 900°С, давление от - 1 до 100 бар (в зависимости от типа теплообменника).

- **Витые теплообменники**

Поверхность нагрева витых теплообменников komponуется из ряда концентрических змеевиков, заключенных в кожух и закрепленных в соответствующих головках. Теплоносители движутся по трубному и межтрубному пространствам. Витые теплообменники широко применяют в аппаратуре высокого давления для процессов разделения газовых смесей методом глубокого охлаждения. Эти теплообменники характеризуются способностью к самокомпенсации, достаточной для восприятия деформаций от температурных напряжений.

- **Спиральные теплообменники**

В спиральных теплообменниках поверхность нагрева образуется двумя тонкими металлическими листами, приваренными к разделительной перегородке (керну) и свернутыми в виде спиралей. Для придания листам жесткости и прочности, а также для фиксирования расстояния между спиралью к листам с обеих сторон приварены дистанционные бобышки. Спиральные каналы прямоугольного сечения ограничиваются торцовыми крышками. Уплотнение каналов в спиральных теплообменниках осуществляют различными способами. Наиболее распространен способ, при котором каждый канал с одной стороны заваривают, а с другой уплотняют плоской прокладкой. При этом предотвращается смешение теплоносителей, а в случае неплотности прокладки наружу может просачиваться только один из теплоносителей. Кроме того, такой способ уплотнения дает возможность легко чистить каналы. Если материал прокладки разрушается одним из теплоносителей, то один канал заваривают с обеих сторон ("глухой" канал), а другой уплотняют плоской прокладкой. При этом "глухой" канал недоступен для механической очистки. Уплотнение плоской прокладкой обоих открытых (сквозных) каналов применяют лишь в тех случаях, когда смешение рабочих сред (при нарушении герметичности) безопасно и не вызывает порчи теплоносителей. Сквозные каналы также можно уплотнить, при более или менее постоянном давлении в каналах, спиральными U-образными манжетами, прижимаемыми силой внутреннего давления к выступам в крышке. Спиральные теплообменники отличаются компактностью, малыми гидравлическими сопротивлениями и значительной интенсивностью

теплообмена при повышенных скоростях теплоносителей. Недостатки спиральных теплообменников — сложность изготовления и ремонта, невозможность применения их при давлении рабочих сред свыше 10 кгс/см².

- Кожухотрубчатые теплообменники

Основными элементами кожухотрубчатых теплообменников являются пучки труб, трубные решетки, корпус, крышки, патрубки. Концы труб крепятся в трубных решетках развальцовкой, сваркой и пайкой. Для увеличения скорости движения теплоносителей с целью интенсификации теплообмена нередко устанавливают перегородки как и в трубном, так и межтрубном пространствах. Кожухотрубчатые теплообменники могут быть вертикальными, горизонтальными и наклонными в соответствии с требованиями технологического процесса или удобства монтажа. В зависимости от величины температурных удлинений трубок и корпуса применяют кожухотрубчатые теплообменники жесткой, полужесткой и нежесткой конструкции. Аппараты жесткой конструкции используют при сравнительно небольших разностях температур корпуса и пучка труб; эти теплообменники отличаются простотой устройства. В кожухотрубчатых теплообменниках нежесткой конструкции предусматривается возможность некоторого независимого перемещения теплообменных труб и корпуса для устранения дополнительных напряжений от температурных удлинений. Нежесткость конструкции обеспечивается сальниковым уплотнением на патрубке или корпусе, пучком U образных труб, подвижной трубной решеткой закрытого и открытого типа. В аппаратах полужесткой конструкции температурные деформации компенсируются осевым сжатием или расширением специальных компенсаторов, установленных на корпусе. Полужесткая конструкция надежно обеспечивает компенсацию температурных деформаций, если они не превышают 10—15 мм, а условное давление в межтрубном пространстве составляет не более 2,5 кгс/см².

- Двухтрубные теплообменники типа "труба в трубе"

Теплообменники этого типа состоят из ряда последовательно соединенных звеньев. Каждое звено представляет собой две соосные трубы. Для удобства чистки и замены внутренние трубы обычно соединяют между

собой «калачами» или коленами. Двухтрубные теплообменники, имеющие значительную поверхность нагрева, состоят из ряда секций, параллельно соединенных коллекторами. Если одним из теплоносителей является насыщенный пар, то его, как правило, направляют в межтрубное (кольцевое) пространство. Такие теплообменники часто применяют как жидкостные или газожидкостные. Подбором диаметров внутренней и наружной труб можно обеспечить обеим рабочим средам, участвующим в теплообмене, необходимую скорость для достижения высокой интенсивности теплообмена.

Преимущества двухтрубного теплообменника: высокий коэффициент теплоотдачи, пригодность для нагрева или охлаждения сред при высоком давлении, простота изготовления, монтажа и обслуживания.

Недостатки двухтрубного теплообменника — громоздкость, высокая стоимость вследствие большого расхода металла на наружные трубы, не участвующие в теплообмене, сложность очистки кольцевого пространства.

- **Графитовые теплообменники**

Эти теплообменники составляют отдельную группу. Высокая коррозионная стойкость и значительная теплопроводность делают графит незаменимым в некоторых производствах. Промышленностью выпускаются блочные, кожухотрубчатые, оросительные теплообменники и погружные теплообменные элементы. Блочный графитовый теплообменник представляет собой один или несколько прямоугольных или цилиндрических блоков, имеющих две системы непересекающихся, перпендикулярных отверстий, создающих перекрестную схему движения теплоносителей. Каждая система отверстий имеет графитовые крышки для ввода и вывода рабочих сред. На крышки накладывают металлические плиты и систему стягивают болтами, создавая в графите наименее опасные напряжения сжатия.

Кожухотрубчатый графитовый теплообменник состоит из труб, трубных решеток и крышек из графита, а также металлического кожуха с сальниковым уплотнением для компенсации температурных удлинений.

Трубы приклеены к решеткам замазкой “Арзамит”. Уплотняющие прокладки изготовлены из фторопласта.

Общее число труб: $n = S / d * l$, где S – поверхность теплообмена; d – диаметр трубы; l – длина труб.

Число труб одного хода в трубном пространстве:

$$n_0 = 3,54 * 10^{-4} (G_{mp} / d * b * w),$$

где G_{mp} – расход теплоносителя в трубном пространстве; d – внутренний диаметр трубок; b – плотность теплоносителя; w – скорость теплоносителя.

Число ходов в трубном пространстве: $z = n/n_0$.

- Элементные (секционные) теплообменники

Эти теплообменники состоят из последовательно соединенных элементов - секций. Сочетание нескольких элементов с малым числом труб соответствует принципу многоходового кожухотрубчатого аппарата, работающего на наиболее выгодной схеме - противоточной. Элементные теплообменники эффективны в случае, когда теплоносители движутся с соизмеримыми скоростями без изменения агрегатного состояния. Их также целесообразно применять при высоком давлении рабочих сред. Отсутствие перегородок снижает гидравлические сопротивления и уменьшает степень загрязнения межтрубного пространства. Однако по сравнению с многоходовыми кожухотрубчатыми теплообменниками элементные теплообменники менее компактны и более дороги из-за увеличения числа дорогостоящих элементов аппарата - трубных решеток, фланцевых соединений, компенсаторов и др. Поверхность теплообмена одной секции применяемых элементных теплообменников составляет 0,75—30 м², число трубок — от 4 до 140.

- Погружные теплообменники

Теплообменники этого типа состоят из плоских или цилиндрических змеевиков (аналогично витым), погруженных в сосуд с жидкой рабочей средой. Вследствие малой скорости омывания жидкостью и низкой теплоотдачи снаружи змеевика погружные теплообменники являются недостаточно эффективными аппаратами. Их целесообразно использовать, когда жидкая рабочая среда находится в состоянии кипения или имеет

механические включения, а также при необходимости применения поверхности нагрева из специальных материалов (свинец, керамика, ферросилид и др.), для которых форма змеевика наиболее приемлема.

- Оросительные теплообменники

Оросительные теплообменники представляют собой ряд расположенных одна над другой прямых труб, орошаемых снаружи водой. Трубы соединяют сваркой или на фланцах при помощи «калачей». Оросительные теплообменники применяют главным образом в качестве холодильников для жидкостей и газов или как конденсаторы. Орошающая вода равномерно подается сверху через желоб с зубчатыми краями. Вода, орошающая трубы, частично испаряется, вследствие чего расход ее в оросительных теплообменниках несколько ниже, чем в холодильниках других типов. Оросительные теплообменники - довольно громоздкие аппараты; они характеризуются низкой интенсивностью теплообмена, но просты в изготовлении и эксплуатации. Их применяют, когда требуется небольшая производительность, а также при охлаждении химически агрессивных сред или необходимости применения поверхности нагрева из специальных материалов (например, для охлаждения кислот применяют аппараты из кислотоупорного ферросилида, который плохо обрабатывается).

- Ребристые теплообменники

Ребристые теплообменники применяют для увеличения теплообменной поверхности ребрением с той стороны, которая характеризуется наибольшими термическими сопротивлениями. Ребристые теплообменники (калориферы) используют, например, при нагревании паром воздуха или газов. Важным условием эффективного использования ребер является их плотное соприкосновение с основной трубой (отсутствие воздушной прослойки), а также рациональное размещение ребер. Ребристые теплообменники широко применяют в сушильных установках, отопительных системах и как экономайзеры.

Расчет теплообменного аппарата может быть проектным и поверочным.

Проектный (конструктивный) расчет выполняется при проектировании нового аппарата и целью его является определение необходимой поверхности теплообмена.

Целью поверочного расчета является определение переданной теплоты и конечных температур теплоносителей.

Тепловой расчет любого теплообменника сводится к совместному решению уравнений теплового баланса и теплопередачи

Уравнение теплового баланса, Вт

$$Q = m_1 c_1 (T'_1 - T''_1) \eta = m_2 c_2 (T''_2 - T'_2),$$

где m_1, m_2 - расходы горячего и холодного теплоносителей, кг/с; c_1, c_2 - их средние, массовые, изобарные теплоемкости, [кДж/(кгК)]; η - КПД теплообменника; индексы: 1, 2 - горячий и холодный теплоносители; ' , '' - индексы входной и выходной температур теплоносителей.

Вторым расчетным уравнением для любого теплообменника является уравнение теплопередачи, по которому при поверочном расчете находится тепловой поток в [кВт]:

$$Q = k S \Delta T_{cp},$$

где ΔT_{cp} - средняя разность температур между теплоносителями, [К]; k - коэффициент теплопередачи, [кВт/(м²К)]:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

Здесь α_1, α_2 - коэффициенты конвективной теплоотдачи со стороны горячего и холодного теплоносителей, [кВт/(м²К)]; δ - толщина стенки, [м]; λ - теплопроводность материала стенки, [кВт/(мК)].

Лекция 17. Топливо и основы горения. Теплогенерирующие устройства, холодильная и криогенная техника. Применение теплоты в отрасли.

Топливо - горючие вещества, основной составной частью которых является углерод. Топливо применяются с целью получения тепловой энергии, выделяемой при его сжигании.

В зависимости от происхождения различают:

- природное топливо: нефть, уголь, природный газ, горючие сланцы, торф, древесина;
- искусственное топливо: кокс, моторные топлива, генераторные газы и др.

Топливо-энергетические ресурсы - запасы топлива и энергии в природе, которые при современном уровне техники могут быть практически использованы человеком для производства материальных благ. К топливо-энергетическим ресурсам относятся:

- различные виды топлива: каменный и бурый уголь, нефть, горючие газы, горючие сланцы, торф, дрова;
- энергия падающей воды рек, морских приливов, ветра;- солнечная и атомная энергия.

Горение - это химическая реакция окисления, сопровождающаяся выделением большого количества тепла и свечением. В зависимости от скорости протекания процесса, горение может происходить в форме собственно горения и взрыва.

Взрыв - это частный случай горения, протекающего мгновенно с кратковременным выделением значительного количества тепла и света.

Для процесса горения необходимо:

- 1) наличие горючей среды, состоящей из горючего вещества и окислителя;
- 2) источника воспламенения.

Чтобы возник процесс горения, горючая среда должна быть нагрета до определенной температуры при помощи источника воспламенения (пламя, искра электрического или механического происхождения, накаливаемые тела, тепловое проявление химической, электрической или механической энергий).

После возникновения горения постоянным источником воспламенения является зона горения. Возникновение и продолжение горения возможно при определенном количественном соотношении горючего вещества и кислорода, а также при определенных температурах и запасе тепловой энергии источника воспламенения. Наибольшая скорость стационарного горения наблюдается в чистом кислороде, наименьшая - при содержании в воздухе 14 - 15% кислорода. При меньшем содержании кислорода в воздухе горение большей части веществ прекращается.

Различают следующие виды горения:

- полное - горение при достаточном количестве или избытке кислорода;
- неполное - горение при недостатке кислорода.

При полном горении продуктами сгорания являются двуокись углерода (CO_2), вода (H_2O), азот (N), сернистый ангидрид (SO_2), фосфорный ангидрид. При неполном горении обычно образуются едкие, ядовитые горючие и взрывоопасные продукты: окись углерода, спирты, кислоты, альдегиды.

Горение веществ может протекать не только в среде кислорода, но также в среде некоторых веществ, не содержащих кислорода, хлора, паров брома, серы и т.д.

Горючие вещества могут быть в трех агрегатных состояниях: жидком, твердом, газообразном. Отдельные твердые вещества при нагревании плавятся и испаряются, другие - разлагаются и выделяют газообразные продукты и твердый остаток в виде угля и шлака, третьи не разлагаются и не плавятся. Большинство горючих веществ независимо от агрегатного состояния при нагревании образуют газообразные продукты, которые при смешивании с кислородом воздуха образуют горючую среду.

По агрегатному состоянию горючего и окислителя различают;

- гомогенное горение - горение газов и горючих парообразующих веществ в среде газообразного окислителя;
- горение взрывчатых веществ и порохов;
- гетерогенное горение - горение жидких и твердых горючих веществ в среде газообразного окислителя;
- горение в системе «жидкая горючая смесь - жидкий окислитель»

Теплогенерирующие устройства являются основными узлами тепловых аппаратов, а их конструкция определяется видом используемого энергоносителя. В них происходит преобразование химической или электрической энергии в тепловую.

Основной частью электрического теплового аппарата являются электронагревательные элементы, преобразующие электрическую энергию в тепловую. В электронагревателях используется одно из основных свойств электрического тока – способность нагревать проводники. Энергия электрического тока преобразуется в электромагнитные колебания, которые превращаются в тепловую энергию или непосредственно в пищевых продуктах (ИК-нагрев, СВЧ-нагрев), или в стенках сосуда для тепловой обработки (индукционный нагрев).

Теплогенерирующие установки или генераторы теплоты (теплогенераторы) являются основным оборудованием любой системы теплоснабжения. В системах централизованного теплоснабжения эти генераторы установлены на ТЭЦ или тепловой станции.

Бытовые и промышленные теплогенерирующие агрегаты, аппараты и устройства, работающие на газообразном, жидком, твердом или смешанном видах топлива, служат для отопления, приготовления пищи, сушки помещений и сельхозпродукции, термообработки поверхностей, расплавления припоев, мастик, нагрева теплоносителей (воздуха, воды и т. д.). К таким аппаратам относятся печи всех типов, камины, калориферы,

водонагреватели, теплогенераторы, горелки, титаны и другие теплогенерирующие устройства, мощность которых не превышает 100 кВт.

Теплогенерирующей установкой называют совокупность устройств и механизмов для производства тепловой энергии в виде водяного пара, горячей воды или подогретого воздуха. Водяной пар используют для технологических нужд в промышленности и сельском хозяйстве, для приведения в движение паровых двигателей, а также для нагрева воды, направляемой в дальнейшем на нужды отопления, вентиляции и горячего водоснабжения. Горячую воду и подогретый воздух используют для отопления производственных, общественных и жилых зданий, а также для коммунально-бытовых нужд населения. Теплогенерирующие установки предназначены для производства тепловой энергии из первичных источников энергии, которыми являются: органическое и ядерное топливо, солнечная и геотермальная энергия, горючие и тепловые отходы промышленных производств.

Тепловая энергия — один из основных видов энергии, используемой человеком для обеспечения необходимых условий его жизнедеятельности, как для развития и совершенствования общества, в котором он живет, так и для создания благоприятных условий его быта. Тепловая энергия, производимая человеком из первичных источников энергии, в основном используется для получения электрической энергии на тепловых электростанциях, для технологических нужд промышленных предприятий, для отопления и горячего водоснабжения жилых и общественных зданий.

Комплексы устройств, производящих тепловую энергию и доставляющих ее в виде водяного пара, горячей воды или подогретого воздуха потребителю, называются системами теплоснабжения. В зависимости от мощности систем и числа потребителей, получающих от них тепловую энергию, системы теплоснабжения подразделяют на централизованные и децентрализованные. Условно принято считать систему теплоснабжения *централизованной* если единичная мощность включенных в

нее теплогенерирующих установок равна или превышает 58 МВт. Если мощность установок, производящих тепловую энергию в системе, меньше 58 МВт, то система теплоснабжения считается *децентрализованной*.

В *централизованных* системах теплоснабжения тепловая энергия производится либо в мощных комбинированных установках, производящих как тепловую, так и электрическую энергию, называемых теплоэлектроцентралями (ТЭЦ), либо в крупных установках, производящих только тепловую энергию, называемых районными тепловыми станциями, или котельными. Единичная мощность теплогенераторов — агрегатов, производящих тепловую энергию из первичных источников энергии (органического, расщепляющегося и других топлив), в таких установках может изменяться на ТЭЦ от 10 до 200 МВт при общей мощности ТЭЦ от 100 до 1250 МВт, а в районных тепловых станциях — от 4 до 100 МВт. В *децентрализованных* системах теплоснабжения тепловая энергия производится в небольших отопительных тепловых станциях, оборудованных теплогенераторами мощностью до 1—10 МВт. К этим же системам относятся и системы поквартирного отопления, оборудованные отопительными печами и бытовыми отопительными аппаратами мощностью 5—20 кВт.

Холодильная установка, комплекс оборудования, служащий для получения и поддержания в охлаждаемых помещениях, телах или веществах температур ниже температуры окружающей среды. Холодильная установка включает одну или несколько холодильных машин, а также необходимое вспомогательное оборудование (системы энерго-, водо- и теплоснабжения, приборы управления и контроля и т.д.), обеспечивающее нормальную работу этих машин. Установки могут использоваться для режимов хранения, охлаждения и заморозки продукции и поддерживать необходимую температуру в охлаждаемом объеме от +15 до -40 °С (в зависимости от типа установки и используемого холодильного агента).

Холод подаётся к потребителю либо в виде сжиженного или сжатого холодильного агента (непосредственное охлаждение), либо в виде охлажденного холодильного теплоносителя (охлаждение хладоносителем). По своей холодопроизводительности холодильные установки условно подразделяются на *малые* (холодопроизводительность ниже 30 тыс. ккал/ч), *средние* (от 30 тыс. до 500 тыс. ккал/ч) и *крупные* (свыше 500 тыс. ккал/ч). Установки с парокомпрессионными холодильными машинами располагаются в закрытом помещении в здании, где находится потребитель холода, или в отдельном здании — холодильной станции. Холодильные установки с абсорбционными и парожеткторными машинами часто монтируются вне здания. В холодильные установки широко внедряется автоматизация, которая в первую очередь сводится к поддержанию постоянного температурного режима (изменением холодопроизводительности установки).

Типы холодильных агрегатов:

- Компрессионный
- Абсорбционный
- Термоэлектрический
- С вихревыми охладителями

Криогенное холодильное оборудование предназначено для замораживания продуктов при непосредственном контакте с веществами, которые изменяют свое фазовое состояние (кипят, сублимируют) при криогенной температуре. Для криогенного замораживания применяют также спирально-ленточные холодильные установки. Регулирование процесса в них осуществляют путем изменения объема подачи жидкого хладагента и скорости движения конвейера.

Наиболее широко распространенные криогенные вещества – это жидкие азот N_2 и диоксид углерода CO_2 , которые безопасны при непосредственном контакте с пищевыми продуктами и инертны по отношению к материалам конструкции. Холодильное оборудование с азотным замораживанием (азотные аппараты) получило более широкое

распространение. В современных азотных аппаратах продукт замораживают в две стадии: сначала посредством газообразного азота, а затем с помощью жидкого. Это сокращает расход жидкого азота на замораживание продукта.

Главный недостаток такого холодильного оборудования - большие затраты на расходуемые криогенные вещества. Для сокращения потери криогенного вещества в процессе замораживания применяют комбинированное замораживание продукта - сначала криогенным веществом, затем охлажденным с помощью холодильной установки воздухом.

Использование теплоты. Генерированная различными способами теплота может либо непосредственно потребляться каким-либо технологическим процессом (теплоиспользование), либо перерабатываться в др. виды энергии (Теплоэнергетика). Широко применяется нагрев в металлургии. Например, чугун из железной руды получают в доменной печи, в которой восстановление окиси железа углеродом происходит при температурах около 1500°C ; теплота выделяется при горении кокса. Сталь из чугуна вырабатывается в мартеновских печах при температуре около 1600°C , которая поддерживается в основном в результате сжигания жидкого или газообразного органического топлива. При получении стали в конвертере в чугун вдувают кислород; необходимая температура создаётся в результате окисления углерода, содержащегося в чугуне. В литейном производстве теплота, необходимая для поддержания требуемой температуры в печи, генерируется либо в результате сжигания в печи топлива (чаще всего газа или мазута), либо за счёт электроэнергии.

Нагрев до той или иной температуры характерен для большинства процессов химической технологии, пищевой промышленности и пр. Подвод или отвод теплоты осуществляется в Теплообменниках, Автоклавах, сушильных установках, выпарных устройствах, дистилляторах, ректификационных колоннах, реакторах и т. п. с помощью теплоносителей. При этом, если в аппарате требуется поддерживать достаточно высокую температуру, теплоносителем могут быть непосредственно продукты

сгорания органического топлива. Однако в большинстве случаев применяются промежуточные теплоносители, которые отбирают теплоту от продуктов сгорания топлива и передают её веществу, участвующему в технологическом процессе, либо отбирают теплоту от этого вещества и передают её в др. часть установки или в окружающую среду. Наиболее часто применяются следующие теплоносители: вода и водяной пар, некоторые органические вещества, например даутерм, [кремнийорганические соединения](#), минеральные масла, расплавленные соли, жидкие металлы, воздух и др. газы.

См. Приложение 1.

Лекция 18. Охрана окружающей среды. Основы энергосбережения.

Природоохранной является любая деятельность, направленная на сохранение качества окружающей среды на уровне, обеспечивающем устойчивость биосферы. К ней относится как крупномасштабная, осуществляемая на общегосударственном уровне деятельность по сохранению эталонных образцов нетронутой природы и сохранению разнообразия видов на Земле, организации научных исследований, подготовке специалистов-экологов и воспитанию населения, так и деятельность отдельных предприятий по очистке от вредных веществ сточных вод и отходящих газов, снижению норм использования природных ресурсов и т. д. Такая деятельность осуществляется в основном инженерными методами.

Существуют два основных направления природоохранной деятельности предприятий. Первое — очистка вредных выбросов. Этот путь «в чистом виде» малоэффективен, так как с его помощью далеко не всегда удается полностью прекратить поступление вредных веществ в биосферу. К тому же сокращение уровня загрязнения одного компонента окружающей среды ведет к усилению загрязнения другого.

Например, установка влажных фильтров при газоочистке позволяет сократить загрязнение воздуха, но ведет к еще большему загрязнению воды. Уловленные из отходящих газов и сливных вод вещества часто отравляют значительные земельные площади.

Использование очистных сооружений, даже самых эффективных, резко сокращает уровень загрязнения окружающей среды, однако не решает этой проблемы полностью, поскольку в процессе функционирования этих установок тоже вырабатываются отходы, хотя и в меньшем объеме, но, как правило, с повышенной концентрацией вредных веществ. Наконец, работа большей части очистных сооружений требует значительных энергетических затрат, что, в свою очередь, тоже небезопасно для окружающей среды.

Кроме того, загрязнители, на обезвреживание которых идут огромные средства, представляют собой вещества, на которые уже затрачен труд и которые за редким исключением можно было бы использовать в народном хозяйстве.

Для достижения высоких эколого-экономических результатов необходимо процесс очистки вредных выбросов совместить с процессом утилизации уловленных веществ, что сделает возможным объединение первого направления со вторым.

Второе направление – устранение самих причин загрязнения, что требует разработки малоотходных, а в перспективе и безотходных технологий производства, которые позволяли бы комплексно использовать исходное сырье и утилизировать максимум вредных для биосферы веществ.

Однако далеко не для всех производств найдены приемлемые технико-экономические решения по резкому сокращению количества образующихся отходов и их утилизации, поэтому в настоящее время приходится работать по обоим указанным направлениям.

Заботясь о совершенствовании инженерной охраны окружающей природной среды, надо помнить, что никакие очистные сооружения и безотходные технологии не смогут восстановить устойчивость биосферы, если будут превышены допустимые (пороговые) значения сокращения естественных, не преобразованных человеком природных систем, в чем проявляется действие закона незаменимости биосферы. Таким порогом может оказаться использование более 1% энергетики биосферы и глубокое преобразование более 10% природных территорий (правила одного и десяти процентов). Поэтому технические достижения не снимают необходимости решения проблем изменения приоритетов общественного развития, стабилизации народонаселения, создания достаточного числа заповедных территорий и других, рассмотренных ранее.

Основы энергосбережения

Энергетика имеет большое значение в жизни человечества. Уровень ее развития отражает уровень развития производительных сил общества, возможности научно-технического прогресса и уровень жизни населения. К сожалению, большинство энергии, потребляемой человеком, превращается в бесполезное тепло из-за низкой эффективности использования имеющихся энергетических ресурсов.

Энергосбережение – организационная, научная, практическая, информационная деятельность государственных органов, юридических и физических лиц, направленная на снижение расхода (потерь) топливно-энергетических ресурсов в процессе их добычи, транспортировки, хранения, производства, использования и утилизации.

Топливо-энергетические ресурсы (ТЭР) – совокупность всех природных и преобразованных видов топлива и энергии.

Вторичные энергетические ресурсы (ВЭР) – энергия, получаемая в ходе любого технологического процесса в результате недоиспользования первичной энергии или в виде побочного продукта основного производства и не применяемого в этом технологическом процессе.

Эффективное использование топливно-энергетических ресурсов – использование всех видов энергии экономически оправданными, прогрессивными способами при существующем уровне развития техники и технологий и соблюдении законодательства.

Рациональное использование топливно-энергетических ресурсов – достижение максимальной эффективности использования топливно-энергетических ресурсов при существующем уровне развития техники и технологий и соблюдении законодательства.

Показатель энергоэффективности – научнообоснованная абсолютная или удельная величина потребления топливно-энергетических ресурсов (с учетом их нормативных потерь) любого назначения, установленная нормативными документами.

Нетрадиционные и возобновляемые источники энергии – источники электрической и тепловой энергии, использующие энергетические ресурсы рек, водохранилищ и промышленных водостоков, энергию ветра, солнца, редуцируемого природного газа, биомассы (включая древесные отходы), сточных вод и твердых бытовых отходов.

Энергосберегающие технологии

Основная роль в увеличении эффективности использования энергии принадлежит современным энергосберегающим технологиям. Энергосберегающая технология – новый или усовершенствованный технологический процесс, характеризующийся более высоким коэффициентом полезного использования топливно энергетических ресурсов (ТЭР).

Внедрение энергосберегающих технологий в хозяйственную деятельность как предприятий, так и частных лиц на бытовом уровне, является одним из важных шагов в решении многих экологических проблем – изменения климата, загрязнения атмосферы (например, выбросами от ТЭЦ), истощения ископаемых ресурсов и др.

Обычно предприятия внедряют следующие типы технологий, которые дают значительный энергосберегающий эффект:

1. Общие технологии для многих предприятий, связанные с использованием энергии (двигатели с переменной частотой вращения, теплообменники, сжатый воздух, освещение, пар, охлаждение, сушка и пр.).

2. Более эффективное производство энергии, включая современные котельные, когенерацию (тепло и электричество), а также тригенерацию (тепло, холод, электричество); замена старого промышленного оборудования на новое, более эффективное.

3. Альтернативные источники энергии.

Режим энергосбережения особенно актуален для механизмов, которые часть времени работают с пониженной нагрузкой – конвейеры, насосы, вентиляторы и т.п. Существует немало устройств, которые позволяют

добиться уменьшения потерь при работе электрооборудования, основными из которых являются конденсаторные установки и частотно регулируемые приводы. Частотно регулируемые электроприводы со встроенными функциями оптимизации энергопотребления гибко изменяют частоты вращения в зависимости от реальной нагрузки, что позволяет сэкономить до 30-50% потребляемой электроэнергии. При этом зачастую не требуется замена стандартного электродвигателя, что особенно актуально при модернизации производств. Такие энергосберегающие электроприводы и средства автоматизации могут быть внедрены на большинстве промышленных предприятий и в сфере ЖКХ: от лифтов и вентиляционных установок до автоматизации предприятий.

Российскими учеными разработана установка, при работе которой часть тепла, уходящего в трубу после сжигания на производстве природного газа, используется для выработки дополнительной энергии, способной дать освещение пяти шестнадцатиэтажных зданий. Энергосберегающие технологии в строительстве носят комплексный характер, сюда входит утепление стен, энергосберегающая кровля, энергосберегающие краски, стеклопакеты, экономичные системы обогрева и охлаждения поверхностей.

Одна из наиболее распространенных энергосберегающих технологий с большим потенциалом для улучшений в сфере строительства жилья – это котельные. Современные технологии способны существенно уменьшить потребление энергоносителей, снизить затраты на обслуживание, даже повысить КПД. Кроме того, замена котельной часто позволяет компании перейти с экологически грязного и дорогого угля или мазута на более дешевое и чистое топливо, такое как газ или древесные гранулы.

Также дает большую экономию, если вместо отдельно стоящих центральных тепловых пунктов разместить в здании индивидуальный тепловой пункт, оснащенный современными бесшумными насосами, компактными и эффективными пластинчатыми теплообменниками.

При организации вентиляции в здании применяют системы рекуперации (утилизации для повторного использования) тепла отработанного воздуха и переменной производительности приточно вытяжных агрегатов в зависимости от числа людей в здании. Эти системы позволяют не тратить впустую тепло, вырабатываемое людьми, осветительными приборами, торговым и офисным оборудованием, и снижают тем самым потребление тепла от внешнего источника – теплосети или котельной.

Примером домов, которые в будущем позволят человеку жить в гармонии с природой, в то же время не лишая себя привычного комфорта, являются так называемые жилища нулевой энергии (zero energy house) или пассивные дома (passive house), объединяемые общим термином "энергоэффективные дома". "Энергоэффективным" будет считаться такой дом, в котором комфортная температура поддерживается зимой без применения системы отопления, а летом – без применения системы кондиционирования.

См. Приложение 2

Лекция 19. Вторичные энергетические ресурсы. Основные направления экономии энергоресурсов.

Энергоресурсы — все доступные для промышленного и бытового использования источники разнообразных видов энергии: механической, тепловой, химической, электрической, ядерной.

Среди первичных энергоресурсов различают невозобновляемые (невоспроизводимые) и возобновляемые (воспроизводимые) энергоресурсы. К числу невозобновляемых энергетических ресурсов относятся в первую очередь органические виды минерального топлива, добываемые из земных недр: нефть, природный газ, уголь, горючие сланцы, другие битуминозные горные породы, торф. Они используются в современном мировом хозяйстве в качестве топливно-энергетического сырья особенно широко и, поэтому, нередко называется традиционными энергетическими ресурсами.

К возобновляемым (воспроизводимым и практически неисчерпаемым) энергетическим ресурсам относятся гидроэнергия (гидравлическая энергия рек), а также так называемые нетрадиционные (или [альтернативные](#)) источники энергии: солнечная, ветровая, энергия внутреннего тепла Земли (в том числе геотермальная), тепловая энергия океанов, энергия приливов и отливов. Особо должна быть выделена ядерная или атомная энергия, относимая к невозобновляемым энергетическими ресурсами, так как её источником являются радиоактивные (преимущественно урановые) руды. Однако со временем, с постепенной заменой атомных электростанций (АЭС), работающих на тепловых нейтронах, атомными электростанциями, использующими реакторы-размножители на быстрых нейтронах, а в будущем термоядерную энергию, ресурсы ядерной энергетики станут практически неисчерпаемыми.

Вторичные энергетические ресурсы (ВЭР) — это энергия различных видов, покидающая технологический процесс или установку, использование которой не является обязательным для осуществления основного

технологического процесса. Экономически она представляет собой побочную продукцию, которая при соответствующем уровне развития техники может быть частично или полностью использована для нужд новой технологии или энергоснабжения других агрегатов (процессов) на самом предприятии или за его пределами.

Классификация вторичных энергетических ресурсов промышленности.

ВЭР промышленности делятся на три основные группы:

- горючие,
- тепловые,
- избыточного давления.

Горючие (топливные) ВЭР – химическая энергия отходов технологических процессов химической и термохимической переработки сырья, а именно это: – побочные горючие газы плавильных печей (доменный газ, колошниковый, шахтных печей и вагранок, конверторный и т.д.):

- горючие отходы процессов химической и термохимической переработки углеродистого сырья (синтез, отходы электродного производства, горючие газы при получении исходного сырья для пластмасс, каучука и т.д.);
- твёрдые и жидкие топливные отходы, не используемые (не пригодные) для дальнейшего технологической переработки;
- отходы деревообработки, щелока целлюлозно-бумажного производства.

Горючие ВЭР используются в основном как топливо и немного (5%) на не топливные нужды (преимущественно в качестве сырья).

Горючие (топливные) ВЭР - химическая энергия отходов технологических процессов химической и термохимической переработки сырья, а именно это:

- побочные горючие газы плавильных печей (доменный газ, колошниковый, шахтных печей и вагранок, конверторный и т.д.);

-горючие отходы процессов химической и термохимической переработки углеродистого сырья (синтез, отходы электродного производства, горючие газы при получении исходного сырья для пластмасс, каучука и т.д.);

-твёрдые и жидкие топливные отходы, не используемые (не пригодные) для дальнейшего технологической переработки;

-отходы деревообработки, щелока целлюлозно-бумажного производства.

Тепловые ВЭР – это тепло отходящих газов при сжигании топлива, тепло воды или воздуха, использованных для охлаждения технологических агрегатов и установок, теплоотходов производства, например, горячих металлургических шлаков.

ВЭР избыточного давления (напора) – это потенциальная энергия газов, жидкостей и сыпучих тел, покидающих технологические агрегаты с избыточным давлением (напором), которое необходимо снижать перед последующей ступенью использования этих жидкостей, газов, сыпучих тел или при выбросе их в атмосферу, водоёмы, ёмкости и другие приёмники. Сюда же относится избыточная кинетическая энергия.

Вторичные энергетические ресурсы избыточного давления преобразуются в механическую энергию, которая или непосредственно используется для привода механизмов и машин или преобразуется в электрическую энергию.

Примером применения этих ресурсов может служить использование избыточного давления доменного газа в утилизационных бес компрессорных турбинах для выработки электрической энергии. Одним из весьма перспективных направлений использования тепла слабо нагретых вод является применение так называемых тепловых насосов, работающих по тому же принципу, что и компрессорный агрегат в домашнем холодильнике. Тепловой насос отбирает тепло от сбросной воды и аккумулирует тепловую энергию при температуре около 90°C, иными словами, эта энергия

становится пригодной для использования в системах отопления и вентиляции.

Направления экономии энергоресурсов

Общая экономия энергоресурсов в народном хозяйстве за счет всех энергосберегающих мероприятий формируется как сумма экономии первичных энергоресурсов, достигаемой: в сфере потребления в неэнергетической части производительных сил, за счет совершенствования энергетического хозяйства потребителей, в самом топливно-энергетическом комплексе. При разработке и проведении энергосберегающей политики необходимо четко определить возможность энергосбережения в каждой из этих сфер. В практике планирования экономия топлива и энергии определяется по разности норм их расхода в начале и в конце рассматриваемого периода, умноженной на объемы производства продукции в конце периода. К этому прибавляется экономия, получаемая за счет использования побочных (вторичных) энергоресурсов (горючих и тепловых) и сжигания разного рода отходов и вторичного сырья – отходов заготовок и переработки древесины, щелоков в целлюлозном производстве, горючих сельскохозяйственных отходов, бытовых отходов городов и т. д.

При формировании топливно-энергетических балансов учитывают размеры использования ядерной энергии и всех видов возобновляемых энергоресурсов – гидроэнергии, геотермальной, солнечной, ветровой энергии, биомассы и т. д. В результате обеспечивается продуктовая и поотраслевая привязка результатов энергосберегающей политики, что необходимо для адресности планирования и возможности организации учета и контроля размеров энергосбережения. К этому добавляется также экономия в ненормируемой части энергопотребления, составляющая почти 1/3 электро- и теплопотребления и не менее 1/10 расхода топлива и нефтепродуктов, а также экономия энергоресурсов, достигаемая за счет структурной перестройки энергетики и в особенности других отраслей народного хозяйства.

В количественных оценках должны учитываться такие важные факторы энергосбережения, как снижение материалоемкости (особенно металлоемкости) производства, совершенствование размещения производительных сил по территории страны и улучшение схемы транспортных перевозок, преимущественное использование менее энергоемкой продукции, централизация электро- и теплоснабжения и т. д. В этом случае оценку и анализ должны также получить и аналогичные структурные, социальные и природные факторы, действующие в направлении роста энергоемкости народного хозяйства, — увеличение транспортных перевозок из-за необходимости освоения энергетических и сырьевых ресурсов в более удаленных районах страны, использование бедных месторождений природных ископаемых с худшими геологическими условиями, повышение требований к условиям труда и жизни населения, энергозатраты на охрану окружающей среды. При общей оценке энергосбережения и формировании энергосберегающей политики необходимо отличать экономию энергоресурсов, сопутствующую «естественным» структурным изменениям и техническому прогрессу в народном хозяйстве, от экономии, требующей целенаправленных действий: целевых капиталовложений, специальной системы экономического стимулирования, контроля и т. д.

Состав и основные характеристики жидкого топлива

Практически все жидкие топлива пока получают путем переработки нефти. Сырую нефть нагревают до 300—370 °С, после чего полученные пары разгоняют на фракции, конденсирующиеся при различной температуре t_k : сжиженный газ (выход около 1 %), бензиновую (около 15%, $T_k = 30...80^\circ\text{C}$), керосиновую (около 17%, $T_k = 120...135^\circ\text{C}$), дизельную (около 18%, $T_k = 180...350^\circ\text{C}$). Жидкий остаток с температурой начала кипения 330—350 °С называется мазутом. Указанные фракции служат исходным сырьем для получения смазочных материалов и топлив для двигателей внутреннего сгорания и газотурбинных установок - бензина, керосина, дизельных топлив и т. д.

Мазутная фракция может подвергаться дальнейшей переработке на светлые нефтепродукты путем крекинга, т. е. расщепления тяжелых молекул на более легкие.

Мазут, как и моторные топлива, представляет собой сложную смесь углеводородов, в состав которых входят в основном углерод ($C' = 84-86\%$) и водород ($H' = 10 - 12\%$).

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

Зольность мазута не должна превышать 0,14 %, а содержание воды должно быть не более 1,5 %. В состав золы входят соединения ванадия, никеля, железа и других металлов, поэтому ее часто используют в качестве сырья для получения, например, ванадия.

Состав и основные характеристики газообразного топлива

К газообразным топливам относится, прежде всего, природный газ, огромными запасами которого располагает СССР. Основным его компонентом

является метан CH_4 , кроме того, в газе разных месторождений содержатся небольшие количества азота N_2 , высших углеводородов C_nH_m , диоксида углерода CO_2 . В процессе добычи природного газа его очищают от сернистых соединений, но часть их (в основном сероводород) может оставаться. Кроме того, в бытовой газ для обнаружения утечек добавляют так называемые одоризаторы, придающие газу специфический запах; они тоже содержат соединения серы. Принято считать, что концентрация водяного пара в природном газе соответствует состоянию насыщения при температуре газа в трубопроводе.

Теплота сгорания топлива

Под теплотой сгорания понимается количество теплоты, выделяющейся при полном сгорании единицы топлива. Теплоту сгорания твердого и жидкого топлива обычно относят к 1 кг, а газообразного – к 1 м³ (в нормальных условиях) на рабочее, сухое или сухое беззольное состояние. По ГОСТ 147-74 с изменениями от 01.01.1981 г. и 01.01.1985 г. она определяется в калориметре.

Продукты сгорания пробы топлива охлаждаются в калориметре до комнатной температуры. При этом вода, образующаяся при сгорании водорода и содержащаяся во влажном топливе, оказывается в жидком виде. Если в результате сгорания вода получается в виде жидкости, теплота сгорания называется высшей - Q_s .

В технических устройствах вода обычно выбрасывается вместе с продуктами сгорания в виде пара. Если в результате сгорания вода получается в виде пара, теплота сгорания называется низшей - Q_i . Она меньше, чем Q_s , на количество затрат теплоты на испарение. В РФ и ряде других стран обычно оперируют низшей теплотой сгорания на рабочее состояние Q_r^i . В США и Великобритании теплотехнические расчеты выполняют на основе высшей теплоты сгорания.

Поскольку 1 кг водорода дает при сгорании 9 кг воды, а конденсация 1 кг пара при 20 °С – около 2,5 МДж теплоты, то приближенно

$$Q_s^r = Q_r^i + 25(9H' + W')$$

Значения H' и W' подставляются в эту формулу в %, Q – в КДж/кг.

Максимальная теплота сгорания твердых топлив доходит до $Q_r^i = 28$ МДж/кг (тощие угли и антрациты), минимальная может в зависимости от содержания балласта опускаться до 10 МДж/кг и ниже.

Теплота сгорания обезвоженных мазутов $Q_r^i = 41,54 \dots 39$ МДж/кг. Поскольку элементный состав всех жидких топлив, полученных перегонкой нефти, примерно одинаков, их теплота сгорания также примерно одинакова.

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

$$Q_r^i = 0,34C' + 1,03H' - 0,11(O' - S_c') - 0,025W'$$

Калориметр позволяет определить теплоту сгорания с большей точностью, чем эта и аналогичные ей формулы, поэтому она используется как иллюстративная и иногда – для проверки точности элементного анализа.

Теплоту сгорания газообразного топлива обычно относят к 1 м³ сухого газа (так называемая низшая теплота сгорания сухого газа Q_i^d) в нормальных условиях и рассчитывают через теплоты сгорания составляющих его компонентов (кДж/м³), являющиеся коэффициентами в следующей формуле, умноженными на 100:

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

Здесь CH_4 , C_2H_6 и т.д. – содержание соответствующих компонентов в газе, % по объему. С другой стороны, теплоту сгорания нетрудно определить

экспериментально в калориметре. Значения Q_i для основных газообразных топлив приведены в таблице.

Т а б л и ц а 17.1 Состав (% об.) и теплота сгорания горючих газов

| Газ | CH ₄ | H ₂ | CO | C _n H _m | O ₂ | CO ₂ | H ₂ S | N ₂ | $Q_i, \text{МДж}/\text{м}^3$ |
|--|-----------------|-----------------------------|-----|-------------------------------|----------------|-----------------|------------------|----------------|------------------------------|
| Природный (газопровод Бухара— Урал) | 94,9 | - | - | 3,8 | - | 0,4 | - | 0,9 | 36,7 |
| Коксовый (очищенный) | 22,5 | 57,5 | 6,8 | 1,9 | 0,8 | 2,3 | 0,4 | 7,8 | 16,6 |
| Доменный | 0,3 | 2,7 | 28 | - | - | 10,2 | 0,3 | 58,5 | 4 |
| Сжиженный | 4 | Пропан 79, этан 6, бутан 11 | | | | | | | 88,5 |
| Биогаз | 55-70 | До 0,5 | | | | 28—43 | До 0,5 | До 0,5 | 18—23 |

Экономические расчеты, сравнение показателей топливо использующих устройств друг с другом и планирование необходимо осуществлять на единой базе. Поэтому введено понятие так называемого условного топлива, теплота сгорания которого принята равной 29,35 МДж/кг (7000 ккал/кг), что соответствует хорошему малозольному сухому углю.

Количество воздуха, необходимого для горения.

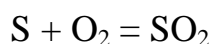
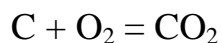
Теплота сгорания воздуха

Каким бы сложным ни был состав углеводородного топлива, при его полном сгорании углерод окисляется до CO₂, водород – до H₂O, сера – до SO₂. Формально полное окисление серы соответствует образованию SO₃, однако при топочных температурах SO₃ практически не образуется. Окислителем обычно служит воздух. Количество его должно быть, естественно, достаточным для полного сгорания всех горючих элементов. Балансовые уравнения, показывающие исходные и конечные состояния участвующих в реакциях компонентов, называются стехиометрическими.

В соответствии со стехиометрическим уравнением реакции горения водорода



на 2 кг, т. е. на 1 кмоль водорода, необходимо затратить 16 кг (0,5 кмоль) кислорода, при этом образуется 18 кг водяного пара. Аналогично из реакций



следует, что на 12 кг углерода и 32 кг серы нужно затратить по 32 кг кислорода, при этом получается соответственно 44 кг CO_2 и 64 кг SO_2 . Следовательно, для полного сгорания 1 кг углерода теоретически требуется затратить 2,67 кг кислорода, а 1 кг серы и водорода соответственно 1 и 8 кг кислорода. Часть необходимого кислорода, равная $0,01 \text{ O}^r$ кг/кг, содержится в топливе, остальное в количестве $M_{\text{O}_2} = 0,01(2,67\text{C}^r + 8\text{H}^r + \text{S}_c^r - \text{O}^r)$ нужно подать с воздухом. Плотность кислорода в нормальных условиях равна $1,43 \text{ кг/м}^3$ (молекулярная масса, деленная на объем 1 киломоля, т.е. $32/22,4$), содержание кислорода в сухом воздухе составляет по объему 0,21. Следовательно, объем воздуха (приведенный к нормальным условиям), теоретически необходимого для полного сжигания 1 кг топлива, равен, в $\text{м}^3/\text{кг}$,

$$V = M_{\text{O}_2} / (1,43 \cdot 0,21) = 0,033(2,67\text{C}^r + 8\text{H}^r + \text{S}_c^r - \text{O}^r)$$

Выше указывалось, что теплоту, выделяющуюся в реакции горения, принято относить к единице массы топлива, называя теплотой его сгорания. Поскольку в реакции в равной мере участвуют и горючие элементы (топливо), и кислород (воздух), эту теплоту можно отнести и к единице массы воздуха. Расчеты показывают, что отнесенная к единице полностью прореагировавшего воздуха теплота сгорания различных топлив несколько различается, однако в среднем ее можно принять равной 3,8 МДж на 1 м (в нормальных условиях) действительно прореагировавшего воздуха. Эта цифра

удобна для приближенных расчетов, обеспечивающих точность в пределах 10-15 %. Поэтому для оценочных расчетов можно принять $V = Q_i' / 3,8$.

Поскольку равномерно перемешать воздух с топливом трудно, в топку приходится подавать больше воздуха, чем необходимо теоретически. Отношение количества воздуха V_B , действительно поданного в топку, к теоретически необходимому V называется коэффициентом избытка воздуха:

$$\alpha_B = \frac{V_B}{V}$$

При нормальной организации топочного процесса $\alpha_B > 1$, причем чем совершеннее топка и лучше горелочные устройства, тем меньше приходится подавать «лишнего» воздуха. В лучших топочных устройствах $\alpha_B = 1,05 \dots 1,1$, в плохих – до $1,3 \dots 1,5$.

Объемы и состав продуктов сгорания

При проектировании теплотехнических агрегатов нужно знать количество образующихся газов, чтобы правильно рассчитать газоходы, дымовую трубу, выбрать устройство (дымосос) для удаления этих газов и т. д. Как правило, количества продуктов сгорания (как и подаваемого воздуха) относят на единицу топлива (на 1 кг для твердого и жидкого и на 1 м^3 в нормальных условиях для газа). Их рассчитывают исходя из уравнения материального баланса горения. Для грубых оценок можно считать, что в нормальных условиях объем продуктов сгорания V_r твердого и жидкого топлив равен объему воздуха V_B , а газообразного топлива $V_B + 1$, ибо объем основной составляющей дымовых газов – азота, так же как и «избыточного» кислорода, при горении не меняется. В реакциях $C + O_2 = CO_2$, $S + O_2 = SO_2$ объем газов тоже остается постоянным. Для более точных расчетов необходимо все же учитывать, что при сжигании твердого топлива $V_r > V_B$ (обычно на 15-25 %) прежде всего из-за испарения содержащейся в нем влаги, а также из-за образования водяного пара при сгорании водородсодержащих соединений.

При полном сгорании

$$V_r = V_{RO_2} + V_{H_2O} + 0,79\alpha_B V + 0,21(\alpha_B - 1)V$$

Здесь $0,21(\alpha_B - 1)$ — избыточный кислород воздуха, «транзитом» проходящий в продукты сгорания; $0,79\alpha_B V$ - азот воздуха, также проходящий «транзитом» (азотом топлива пренебрегаем); $V_{RO_2} = V_{CO_2} + V_{SO_2}$ - объем сухих трехатомных продуктов сгорания.

Поскольку при сгорании 1 кмоль углерода и серы (соответственно 12 и 32 кг) по реакциям образуется по 1 кмоль CO_2 и SO_2 , а объем 1 кмоль идеального газа в нормальных условиях равен $22,4 \text{ м}^3$, то объем трехатомных продуктов сгорания, $\text{м}^3/\text{кг}$, можно записать

$$V_{RO_2} = V_{CO_2} + V_{SO_2} = (0,01C^r/12 + 0,01S_c^r/32)22,4 = 0,0168(C^r + 0,375S_c^r)$$

При сгорании 1 кг водорода по реакции образуется 9 кг водяного пара, кроме того, испаряется и влага топлива. В идеально-газовом приближении плотность водяного пара в нормальных условиях равна $18/22,4 = 0,805 \text{ кг}/\text{м}^3$. Водяным паром, содержащимся в воздухе (около 10 г на 1 м^3), можно пренебречь. Следовательно,

$$V_{H_2O} = 0,01 \cdot H^r \cdot 9/0,805 + W^r/0,805 = 0,111H^r + 0,124W^r$$

Приведенные формулы позволяют рассчитать также состав продуктов сгорания, т. е. процентное содержание в нем отдельных компонентов, например концентрацию кислорода $O_2 = 100V_{O_2} / V_r$ водяного пара $H_2O = 100V_{H_2O} / V_r$ и т.д.

Основные направления энергосбережения

Энергосбережение в теплотехнике, теплоэнергетике и теплотехнологиях необходимо сориентировать по нескольким основным направлениям: в системах электроснабжения, в вопросах теплообмена, в теплогенерирующих установках, котельных и тепловых сетях, в теплотехнологиях, в зданиях и сооружениях, а также за счет использования вторичных ресурсов и альтернативных источников энергии.

1. Энергосбережение в системах электроснабжения включает системы освещения, электротехники и электроники, электрические сети, электрические машины и аппараты, системы электрохимзащиты оборудования и трубопроводов промышленных предприятий и объектов жилищно-коммунального хозяйства.

2. Энергосбережение в вопросах теплообмена базируется на законах теплопроводности, конвективного, лучистого и сложного теплообмена.

Теплотехника – отрасль знаний, изучающая теорию и технические средства превращения энергии природных источников в тепловую, механическую и электрическую энергии, а также теорию и средства использования теплоты для отопления, вентиляции, горячего водоснабжения, технологических нужд промышленности и ЖКХ.

Энергосбережение затрагивает вопросы интенсификации теплопередачи в теплообменных аппаратах, стационарной и нестационарной теплопроводности при различных граничных условиях, при внутреннем тепловыделении и наличии фильтрации, теплообмена излучением между телами и в газах, при кипении и конденсации.

Изучение законов преобразования теплоты в другие виды энергии и теплообмена позволяют постигнуть основы работы различного рода тепловых, теплогенерирующих и теплотехнологических установок, тепловых двигателей и нагнетателей.

3. Энергосбережение в теплогенерирующих установках затрагивает вопросы расчета паровых и водогрейных котельных агрегатов, электродных котлов, гелиоустановок, геотермальных установок, котлов-утилизаторов, теплонасосных установок. Разработка методик расчета теплогенерирующих установок (ТГУ), горения, теплового баланса, топочных камер, конвективных поверхностей нагрева, расхода топлива, позволяют выбрать наиболее экономичный и энергосберегающий вариант работы теплогенератора.

4. Энергосбережение в производственных и отопительных котельных основывается на проектировании и расчете рациональных тепловых схем котельных для закрытых и открытых систем теплоснабжения, экономии энергоресурсов при работе паровых и водогрейных котельных установок, экономии и сбережения воды в котельной, использовании современных приборов регулирования, контроля, управления и экономии энергоресурсов при эксплуатации котельных.

Разработка методик и основных положений работы тепловых схем производственно-отопительных котельных, с паровыми и водогрейными котлами, расчета и подбора теплоэнергетического оборудования (теплообменников, насосов, тягодутьевых машин и др.), определения тепловых нагрузок и расхода топлива, позволяют выбрать наиболее экономичный и энергосберегающий вариант их работы.

5. Энергосбережение в тепловых сетях касается вопросов повышения качества воды для систем теплоснабжения, использования современных теплообменников на тепловых пунктах, установки приборов расхода воды и учета теплоты, применения современных технологий тепловой изоляции, замены элеваторных узлов на смесительные установки с датчиками температуры и расхода.

В настоящее время следует экономически обосновать и договориться между производителями и потребителями тепловой энергии, администрациями и предприятиями о том, при какой тепловой мощности

потребителей экономичнее применять централизованную или децентрализованную систему теплоснабжения.

6. Энергосбережение в теплотехнологиях охватывает разработку критериев энергетической оптимизации при производстве, передаче или сбережения тепловой энергии, баланса теплоты, интенсификации процессов теплопередачи, современных способов сжигания топлива, использования паротурбинных, газотурбинных, холодильных установок, тепловых насосов и тепловых трубок, эффективной тепловой изоляции, разработку методик расчета технико-экономических показателей. Реализация новых и коренная модернизация действующих теплотехнологических систем возможны на базе современных технологических, энергетических, научно-методических и организационных основ.

7. Энергосбережение в зданиях и сооружениях строится на сбережении теплоты в системах отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха.

Энергосбережение в зданиях и сооружениях включает в себя различные устройства: вентилируемых наружных стен, вентилируемых окон, трехслойного или теплоотражающего (в инфракрасном излучении) остекления, дополнительного утепления наружных ограждений, теплоизоляции стен за отопительным прибором, застекленных лоджий. Кроме того, для энергосбережения в зданиях и сооружениях возможно применение воздушного отопления от гелиоустановок, а также с использованием теплонасосных установок и энергии низкого потенциала (конденсата, воды, воздуха).

В промышленных зданиях и сооружениях в дополнении к этому возможно применение газовых инфракрасных излучателей, периодического режима отопления, локального обогрева рабочих площадок теплотой рециркуляционного воздуха из верхней зоны помещения, прямое испарительное охлаждение воздуха, вращающихся регенеративных воздухо-воздушных утилизаторов теплоты.

8. Энергосбережение за счет использования альтернативных (нетрадиционных и возобновляемых) источников энергии опирается на применение солнечных коллекторов и электростанций, тепловых насосов, гелио-установок, фотоэлектрических и ветроэнергетических установок.

9. Энергосбережение за счет использования вторичных энергоресурсов (ВЭР) требует использования горючих, тепловых и ВЭР избыточного давления. Горючие – отходы технологических процессов термохимической переработки углеродистого сырья, горючие городские и сельскохозяйственные отходы. Тепловые – теплоносители, способные при определенных условиях выделять определенное количество теплоты. ВЭР избыточного давления – газы и жидкости, покидающие технологические аппараты под избыточным давлением и способные передать другому теплоносителю часть накопленной потенциальной энергии перед сбросом в окружающую среду.

Энергосбережение за счет использования ВЭР включает утилизацию теплоты уходящих топочных газов и воздуха, установки контактных теплообменников, использование холодильных установок в качестве нагревателей воды, использования теплоты сепараторов пара и пара вторичного вскипания конденсата, рециркуляцию сушильного агента.

Приложение 3 к лекции 19

Вторичные энергоресурсы. Классификация ВЭР

Под ВЭР подразумевают энергетический потенциал продукции, отходов, побочных и промежуточных продуктов, образующихся в технологических агрегатах, который не используется в самом агрегате, но может быть частично или полностью использован для энергоснабжения других агрегатов.

Все ВЭР разделяются на 3 основные группы:

1. Горючие (топливные) ВЭР – горючие газы плавильных печей, горючие отходы процессов химической и термохимической переработки углеродистого или углеводородного сырья (степень использования 90-95%).
2. Тепловые ВЭР – физическая теплота отходящих газов технологических агрегатов, физическая теплота основной и побочной продукции. Теплота рабочих тел системы принудительного охлаждения технологических агрегатов, теплота горячей воды и пара, отработавших в технологических и силовых установках.
3. ВЭР избыточного давления – потенциальная энергия газов и жидкостей, покидающих технологические агрегаты с избыточным давлением, которую необходимо снижать перед последующей ступенью использования этих газов и жидкостей или выбросом их в атмосферу.

Методы использования тепловых ВЭР

Использование тепловых ВЭР возможно по трем направлениям:

внутреннее регенеративное теплоиспользование, которое характеризуется возвратом теплоты отходящих потоков (их части) для проведения основного технологического процесса; достигается подогревом компонентов горения, предварительным нагревом исходного технологического сырья;

внешнее теплоиспользование, при котором используется теплота отходящих потоков (их часть) для внешних целей, не связанных с процессами в основном технологическом агрегате; теплоту отходящих потоков производства, т.е. ВЭР, используют для организации какого-то нового технологического процесса или для получения энергетической продукции – водяного пара, горячей воды или другого теплоносителя;

комбинированное теплоиспользование, когда теплоту отходящих потоков используют как для внутреннего регенеративного, так и для внешнего теплоиспользования.

При внутреннем регенеративном использовании тепловых ВЭР достигается соответствующая экономия топлива в технологической установке. При внешнем теплоиспользовании экономия топлива имеет место в других установках. Подогрев компонентов горения при регенеративном теплоиспользовании наряду с экономией топлива приводит и к повышению технологической эффективности процесса.

Установки для внутреннего теплоиспользования

Регенеративное теплоиспользование позволяет не просто утилизировать теплоту отходящих потоков (например, газов, рис.1), но снижает расход топлива и, кроме того, улучшает работу основной технологической (например, печи) или энергетической (например, котельной) установки.

Работа технологической печи улучшается повышением температуры горения при использовании подогретого воздуха, что, в свою очередь, повышает полноту горения топлива и интенсифицирует процесс теплообмена между потоком газа и нагреваемой средой.

В некоторых случаях регенерацию теплоты целесообразно использовать и на низкотемпературных потоках. Например, с помощью вентиляционных выбросов подогревают поток воздуха, подаваемого в помещение, уменьшив, таким образом, расход энергии на отопление.

Во многих случаях возможности технологического (внутреннего) теплоиспользования ограничены. Поэтому, если в данном производстве за счет

регенерации не удастся полностью использовать всю энергию, то нужно попытаться найти других потребителей этой энергии. Главная трудность при решении этой проблемы обычно состоит в том, чтобы найти потребителя. Приходится анализировать уже не только свое производство, но и другие.

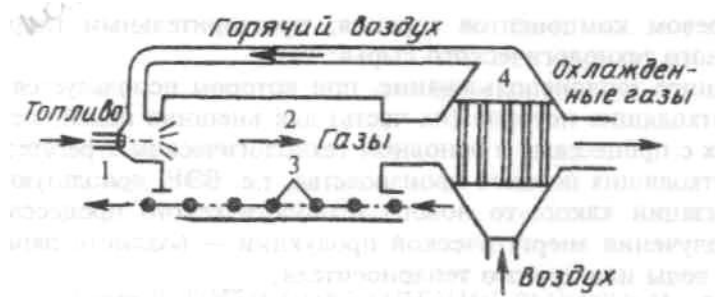


Рис. 1 - Схема нагревательной печи с регенерацией теплоты уходящих газов:

- 1 - горелка; 2- рабочий объем печи; 3 - нагреваемые детали;
- 4 - воздухонагреватель.

Горючие ВЭР (например, доменный и коксовый газы металлургического комбината, жирный газ нефтепереработки) сжигаются в топках котлов, печей вместе с другими видами топлива.

За счет ВЭР избыточного давления в турбинах обычно получают электроэнергию.

Из всех ВЭР наибольшую долю составляют тепловые.

Тепловые ВЭР газовых потоков с высокой ($> 400\text{ }^{\circ}\text{C}$) и средней ($100\text{—}400\text{ }^{\circ}\text{C}$) температурой обычно используют для производства пара и горячей воды с помощью паровых или водогрейных котлов-утилизаторов.

Широко распространены в настоящее время системы испарительного охлаждения элементов высокотемпературных печей. В печах многие элементы приходится делать из металла - прежде всего это несущие и поддерживающие балки.

Но металлы могут работать только при умеренных температурах до $400\text{—}600\text{ }^{\circ}\text{C}$, а температура в печи намного выше. Поэтому металлические

элементы печей делают полыми и внутри них циркулирует охлаждающая вода.

Охлаждаемые элементы печи здесь выполняют роль испарительной поверхности, в которой теплота уже не сбрасывается в окружающую среду, а идет на выработку пара.

Котлы-утилизаторы

Для использования теплоты отходящих газов различных технологических установок, в том числе и печей, применяются котлы-утилизаторы, вырабатывающие, как правило, пар. При высоких температурах газов (более 900 °С) эти котлы снабжаются радиационными (экранными) поверхностями нагрева и имеют такую же компоновку, как и обычный паровой котел, только вместо топки - радиационная камера, в которую снизу входят газы. Воздухоподогреватель отсутствует, если горячий воздух не нужен производству.

Первичное охлаждение газов в свободном от змеевиков объеме необходимо для затвердевания уносимых из печи расплавленных частиц шлака или технологического продукта до того, как они прилипнут к холодным змеевикам и затвердеют на них.

Если отходящий из технологических установок газ не содержит горючие компоненты, то такой котел горелочных устройств не имеет. Эти котлы работают с естественной или принудительной циркуляцией и имеют практически все детали котельных агрегатов.

При конструировании котлов-утилизаторов, использующих тепловые отходы, следует учитывать содержащиеся в греющих газах агрессивные компоненты, например, сернистые газы, поступающие из печей обжига серосодержащего сырья. Если в подводимых к котлу технологических газах есть горючие составляющие, организуют их предварительное дожигание в радиационной камере, которая в этом случае фактически превращается в топку.

При температуре газов ниже 900°С в котлах-утилизаторах обычно используются только конвективные поверхности нагрева.

Наиболее сложно найти применение низкопотенциальным тепловым ВЭР ($t < 100$ °С). В последнее время их используют для отопления и кондиционирования промышленных и жилых зданий, применяют тепловые насосы для повышения температурного потенциала или для получения холода. Такие ВЭР используют только на отопление близко расположенных теплиц или рыбоводных хозяйств.

В промышленных условиях охлаждение дымовых газов до температуры ниже 100 °С весьма затруднительно прежде всего из-за конденсации водяных паров. Холодные стенки труб, по которым циркулирует нагреваемая среда, запотевают и подвергаются интенсивной коррозии. Чтобы исключить коррозию, промышленные подогреватели воздуха иногда изготавливают из некоррозирующихся стеклянных труб. Если нет вибрации, такие трубы работают достаточно долго.

Для подогрева воды низкотемпературными газами ($t < 100$ °С) начинают использовать контактные экономайзеры, представляющие собой обычные смесительные теплообменники.

Вода в них нагревается за счет теплоты контактирующих с ней газов. Поверхность контакта капель воды с газом большая, и теплообменник получается компактным и дешевым по сравнению с рекуперативным (трубчатым), но вода насыщается вредными веществами, содержащимися в дымовых газах.

Список литературы

1. Теплотехника : Учеб.для вузов рек.МО РФ / Под ред.В.Н.Луканина. - 3-е изд.,испр. - М. : Высш.шк., 2002. – 671 с.
2. Теплотехника : учеб. для вузов обуч. по направлению "Энергомашиностроение" рек. УМО / А.М. Архаров, И.А. Архаров, В.Н. Афанасьев [и др.] ; под общ. ред.: А.М. Архарова, В.Н. Афанасьева. - изд. 2-е, перераб. и доп. - М. : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004. - 711 с. :
3. Амерханов Р.А., Драганов Б.Х. Теплотехника: Учебник для вузов.- 2-е изд., перераб. и доп. – М.: 2006. – 432 с.
4. Карманчиков А.И. Методическое пособие по курсу «Теплотехника Ижевск. – Изд. ГОУВПО «УдГУ», 2010. - 88 с.
5. Ерохин В.Г., Маханько М.Г., Самойленко П.И. Основы термодинамики и теплотехники. – М.: Машиностроение, 1980.
6. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче. – М.: Энергия, 1980.
7. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. – М.: Высшая школа, 1980.
8. Поршаков Б.П., Романов Б.А. Основы термодинамики и теплотехники. – М.: Недра, 1979.
9. Теплотехника / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер и др. / - М.: Высшая школа, 2000.
- 10.Лариков Н.Н. Общая теплотехника, - М.: Стройиздат, 1975.
- 11.Лариков Н.Н. Теплотехника, - М.: строй издат, 1985.
- 12.Рябинович О.М. Сборник по технической термодинамике. – М.: Недра, 1973.
- 13.Юдаев Б.Н. Техническая термодинамика. Теплопередача. – М.: Высшая школа, 1988.
- 14.www.popmech.ru.
- 15.www.prikladmeh.ru.
- 16.<http://elibrary.udsu.ru/xmlui/handle/123456789/4781>.
17. <http://skillopedia.ru/material.php?id=6443>

Начальный курс лекций по теплофизике

Учебно-методическое пособие

Авторская редакция

Отпечатано с оригинал-макета заказчика

Подписано в печать 6.12.2016. Формат 60x84 ¹/₁₆
Усл. печ. л. 12. Уч. - изд. л
Тираж 50 экз. Заказ № _____

Издательство «Удмуртский университет»
Тел/факс: +7(3412) 500259, e-mail: editorial@udsu.ru

Типография ФГБОУ ВО
«Удмуртский государственный университет»
426034, г. Ижевск, ул. Университетская, д. 1, корп.2.
Тел. 68-57-18