

А.М. Грабарник
С.Я. Грабарник

МАШИНОВЕДЕНИЕ (Основы теплотехники)



Учебное пособие

Тольятти
Издательство ТГУ
2012

Министерство образования и науки Российской Федерации
Тольяттинский государственный университет

А.М. Грабарник, С.Я. Грабарник

МАШИНОВЕДЕНИЕ
(Основы теплотехники)

Учебное пособие

Тольятти
Издательство ТГУ
2012

УДК 658.5

ББК 621

Г78

Рецензенты:

д.т.н., профессор Поволжского государственного университета
сервиса *Б.М. Горшков*;

д.п.н., профессор Тольяттинского государственного
университета *В.И. Щеголь*.

Г78 Грабарник, А.М. *Машиноведение (Основы теплотехники)* : учебное пособие / А.М. Грабарник, С.Я. Грабарник. – Тольятти : Изд-во ТГУ, 2012. – 103 с. : обл.

Учебное пособие содержит теоретический материал, а также контрольные вопросы и примеры решения задач по основным изучаемым темам, которые соответствуют содержанию дисциплины «Машиноведение» в разделе «Основы теплотехники».

Рассмотрены основные законы термодинамики, термодинамические процессы, закономерности истечения газов и паров в энергетических машинах. Изложены процессы сжатия в компрессорах, циклы двигателей внутреннего сгорания, газотурбинных и паросиловых установок, циклы холодильных машин.

Значительное внимание уделено вопросам теплопередачи. Описаны основные виды теплопередачи: теплопроводность, конвективный и лучистый теплообмен.

Предназначено для студентов направлений подготовки бакалавров 050500.62 «Технологическое образование» (профиль «Технология сервиса компьютерной и оргтехники») и 051000.62 «Профессиональное обучение» (профиль «Сервис» (компьютерная и оргтехника) очной и заочной форм обучения.

УДК 658.5

ББК 621

Рекомендовано к изданию научно-методическим советом Тольяттинского государственного университета

© ФГБОУ ВПО «Тольяттинский
государственный университет», 2012

ВВЕДЕНИЕ

Технологическое образование представляет собой прогрессивную линию движения человека, процесс развития талантов и способностей личности, стремление к совершенствованию интеллекта через реализацию собственных умений и навыков, способность приобретать и систематизировать знания, и как результат, формирование личности – представителя экосистемы «человек – природа – общество», успешно адаптирующегося к социальным и технологическим изменениям в обществе.

Учебное пособие подготовлено на основе опыта преподавания дисциплины «Машиноведение» при подготовке бакалавров направления 050500.62 «Технологическое образование» по профессионально-педагогическому профилю «Технология сервиса компьютерной и оргтехники» на кафедре «Технологическое образование» ТГУ.

«Машиноведение» является одной из основополагающих общетехнических дисциплин технологического образования, обеспечивающих процесс подготовки студентов к практической деятельности на основе формирования в их сознании технологической картины мира как важнейшего элемента мировоззрения и развития таких качеств личности, как преобразующее мышление и творческие способности. «Машиноведение» – интегративная дисциплина по изучению законов теплотехники, гидравлики и механики и применения этих законов при разработке энергетических машин: двигателей внутреннего сгорания, паротурбинных и холодильных установок, гидравлических и механических машин и механизмов, деталей и узлов.

В соответствии с рабочей программой дисциплина «Машиноведение» включает следующие разделы: «Основы теплотехники», «Гидравлика и гидропривод», «Детали и узлы машин» и изучается в четвертом и пятом семестрах. Общее количество часов – 240, из них: лекции – 72 часа, практические занятия – 38 часов, лабораторные занятия – 78 часов.

Изучение раздела «Основы теплотехники» базируется на законах фундаментальной науки – теплотехники, а также способах и

методах их применения на практике. Теплотехника – общетехническая дисциплина, изучающая основные понятия, положения, законы и закономерности термодинамики и теплообмена. Теплотехника рассматривает и специальные вопросы, связанные с изучением способов, методов получения, преобразования, передачи и использования различных видов энергии: тепловой, гидравлической, атомной, энергии сжатого газа и пара. Также рассматриваются конструкции, схемы, принципы действия различных тепловых двигателей, паротурбинных, холодильных установок, с которыми будущий бакалавр может встретиться в своей практической деятельности.

При изложении учебного материала учтены такие предпосылки, как логическая связь с другими дисциплинами; фундаментальность представления теоретических вопросов; практическая направленность рассматриваемых вопросов; использование математического аппарата в объеме, не превышающем доступность восприятия теоретического материала.

Теоретический материал сопровождается иллюстрациями в виде рисунков, графиков, блок-схем и таблиц в объеме, требующем пояснения качественной или количественной связи параметров технологических процессов или физических явлений. В каждой теме с целью практического применения расчетных формул и зависимостей даны примеры задач и различных инженерных решений, а также представлен перечень контрольных вопросов для проверки знаний и самостоятельного изучения материала.

Пособие рекомендуется студентам, обучающимся по направлениям подготовки бакалавров «Технологическое образование», «Профессиональное обучение» и других технических специальностей и направлений, а также преподавателям, аспирантам и учащимся техникумов и колледжей, всем, кого интересуют вопросы термодинамики и теплопередачи энергетических машин.

1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

1.1. Основные понятия и определения

Предмет и метод термодинамики. Состояние термодинамической системы и параметры состояния. Уравнение состояния идеального газа. Термодинамический процесс. Внутренняя энергия. Работа и теплота как формы обмена энергией. Понятие о работоспособности рабочего тела.

Предмет и метод термодинамики

Термодинамика – наука о наиболее общих законах изменения и превращения энергии. Существуют два основных закона термодинамики:

- закон о сохранении и изменении энергии, который отражает количественную сторону процессов и составляет первое начало термодинамики;
- закон об условиях протекания и направленности энергетических процессов, отражающий качественную сторону и составляющий второе начало термодинамики.

К этим основным законам в термодинамике принято добавлять уравнение состояния, связывающее основные термодинамические параметры в единое целое.

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимопревращения теплового и механического видов энергии (теплоты и работы) и является теорией действия тепловых машин.

Техническая термодинамика имеет свой *предмет и метод* исследования. Предметом термодинамики является *термодинамическая система* (рис. 1).

Термодинамическая система (ТДС) – это макротело или группа тел, ограниченных *контрольной поверхностью* и обменивающихся энергией с *окружающей средой* (ОС) в виде теплоты q и работы l .

Простейшим примером ТДС может служить газ, находящийся в цилиндре с поршнем. Окружающей средой здесь являются цилиндр и поршень, воздух, который их окружает, и т. д.

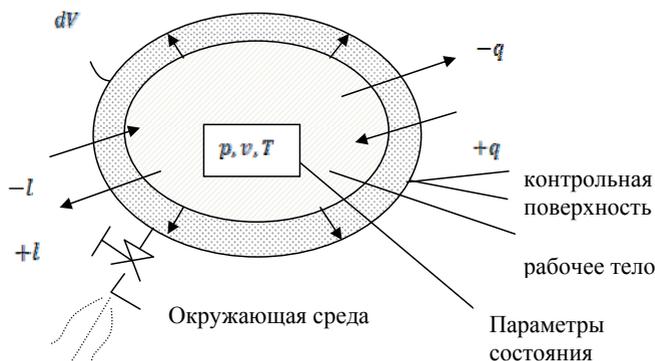


Рис. 1. Термодинамическая система (ТДС)

Если ТДС никак не взаимодействует с окружающей средой ($q = 0, l = 0$), то она считается *изолированной*. Если же обмена нет только теплотой ($q = 0$), то такая ТДС называется *теплоизолированной* или *адиабатной*. Иногда ТДС обменивается с окружающей средой веществом (на рис. 1 открыт кран). В этом случае ТДС называют *открытой*.

Рабочее тело – это среда, из которой состоит ТДС. Путем *рабочего тела* осуществляется обмен теплотой и работой с окружающей средой. Например, в двигателях внутреннего сгорания рабочим телом является газ в цилиндре двигателя. В зависимости от особенностей состояния рабочего тела существует понятие *гомогенной* и *гетерогенной* ТДС. В первом случае *рабочее тело* однородное без поверхностей раздела фаз, во втором случае *рабочее тело* многофазное.

В качестве основного *метода* исследования наука термодинамика использует феноменологический подход. Это означает, что ТДС рассматривается как пространственно однородная макро модель сплошной среды с наперед заданными свойствами через физические константы.

Состояние термодинамической системы

Состояние ТДС – это совокупность физических свойств, однозначно определяющих данную систему. Величины, которые характеризуют физическое состояние ТДС, называются термоди-

намическими *параметрами состояния*. Существуют три основных термодинамических параметра: *удельный объем* (v), *абсолютное давление* (p) и *абсолютная температура* (T) и другие параметры состояния ТДС, такие как внутренняя энергия, энтропия, энтальпия.

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

$$v = V/m \text{ [м}^3/\text{кг]}.$$

Обратная величина удельному объему – *плотность* вещества:

$$\rho = 1/v \text{ [кг/м}^3\text{]}.$$

Давление – величина, определяемая отношением силы, действующей на поверхность, к площади этой поверхности, является следствием соударения молекул между собой:

$$p = F \cdot n/S \text{ [Н/м}^2\text{]}.$$

Абсолютное давление – это давление, отсчитываемое от абсолютного нуля (вакуума).

Разность между абсолютным и атмосферным давлением называют *избыточным давлением*.

Атмосферное давление – давление атмосферы, созданное гравитационным притяжением воздуха к земле. *Нормальным атмосферным давлением* называют давление в 760 мм рт.ст. на уровне моря при температуре 15°C (Э. Торичелли, 1643).

Абсолютная температура – скалярная физическая величина, характеризующая степень нагретости тела и определяемая по абсолютной шкале температур Кельвина. В системе СИ единицей температуры является один градус Кельвина, который равен одному градусу Цельсия. Соотношение между абсолютной температурой и стоградусной температурой Цельсия имеет вид: $T = t + 273$.

Между параметрами состояния существует однозначная связь, которая описывается *термическим уравнением состояния*. Общий вид этого уравнения:

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

Данное уравнение в пространстве отображает поверхность, которая характеризует все возможные равновесные состояния однородной термодинамической системы. Эта поверхность называется термодинамической поверхностью или поверхностью состояния.

На термодинамической поверхности каждому состоянию системы соответствует определенная точка.

Уравнение состояния идеального газа

Под *идеальным газом* понимают такой газ, который состоит из молекул, не имеющих собственного объема, и между которыми нет силового взаимодействия. Этому требованию отвечает большинство реальных газов. Уравнение состояния *идеального газа* в форме Клапейрона-Менделеева имеет следующий вид:

$$p\nu = RT \text{ или } p = \rho RT, \text{ или } pV = mRT,$$

где R – универсальная газовая постоянная, равная $8314/\mu$ [Дж/(кг град)]; μ – молекулярная масса рабочего тела [кг/кмоль]; ρ – плотность; V – объем газа; m – масса рабочего тела.

Для сухого воздуха универсальная газовая постоянная равна $R = 287$ [Дж/(кг град)].

Задача. В баллоне объемом $V = 10$ л находится гелий под давлением $p_1 = 1$ МПа при температуре $T_1 = 300$ К. После того как из баллона был израсходован гелий массой $m = 10$ г, температура в баллоне понизилась до $T_2 = 290$ К. Определить давление p_2 гелия, оставшегося в баллоне. Молекулярная масса рабочего тела $\mu_{He} = 4$ [кг/кмоль].

Решение. Запишем уравнение Клапейрона-Менделеева для начального и конечного состояний:

$$p_1 \frac{V}{m_1} = \frac{R}{\mu_{He}} T_1; \tag{1}$$

$$p_2 \frac{V}{m_2} = \frac{R}{\mu_{He}} T_2. \tag{2}$$

Из уравнения (1) получим выражение для массы гелия в начальном состоянии, а из уравнения (2) – в конечном состоянии:

$$m_1 = \frac{\mu_{He} p_1 V}{RT_1}; \tag{3}$$

$$m_2 = \frac{\mu_{He} p_2 V}{RT_2}. \tag{4}$$

Вычитая из (3) равенство (4), получим:

$$m = m_1 - m_2 = \frac{\mu_{He} p_1 V}{RT_1} - \frac{\mu_{He} p_2 V}{RT_2}.$$

Отсюда найдем искомое давление:

$$p_2 = \frac{RT_2}{\mu_{He}V} \left(\frac{\mu_{He}Vp_1}{RT_1} - m \right) = \frac{T_2}{T_1} p_1 - m \frac{R}{\mu_{He}} \frac{T_2}{V}. \quad (5)$$

Проверим, дает ли правая часть искомое давление. Первое слагаемое, очевидно, дает, так как соотношение температур – величина безразмерная. Проверим второе слагаемое.

$$\begin{aligned} \frac{[m] [R][T]}{[\mu] [v]} &= \frac{[\text{кг}] \left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{град}} \right] [\text{град}]}{\left[\frac{\text{кг}}{\text{моль}} \right] [\text{м}^3]} = \frac{[\text{кг Дж град моль}]}{[\text{кг м}^2 \text{ град моль}]} = \\ &= \frac{[\text{Дж}]}{[\text{м}^3]} = \frac{[\text{н} \cdot \text{м}]}{[\text{м}^2 \cdot \text{м}]} = \frac{[\text{Н}]}{[\text{м}^2]} = [\text{Па}]. \end{aligned}$$

Как видно, и второе слагаемое имеет размерность давления.

Подставляя в (5) все значения, получим

$$\begin{aligned} p_2 &= \frac{290}{300} \cdot 10^6 - 10 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{8,314 \cdot 290}{4 \cdot 10^{-3} \cdot 10 \cdot 10^{-3}} [\text{Па}] = \\ &3,64 \cdot 10^5 [\text{Па}] = 0,364 [\text{МПа}]. \end{aligned}$$

Термодинамический процесс

Термодинамический процесс – это совокупность последовательных состояний, через которые проходит *ТДС* при взаимодействии ее с окружающей средой.

Учитывая, что пространственной неоднородностью классическая термодинамика пренебрегает, предполагается, что переход от одного промежуточного состояния к другому протекает так, что параметры состояния во всей *ТДС* одинаковы. Состояние, когда термодинамические параметры во всей системе одинаковы, называется *равновесным*, а сам термодинамический процесс – *равновесным*.

В технической термодинамике для исследования равновесных термодинамических процессов наиболее часто применяют двухосную систему координат $p-v$. В этой системе координат вертикаль изображает изохорный процесс, горизонталь – изобарный, кривая вида гиперболы – изотермический. Например, на рис. 2 показан процесс сжатия при постоянной температуре (изотермический процесс) в координатах p, v . Кроме того, в термодинамике рассмат-

риваются процессы адиабатный, совершающийся при отсутствии теплообмена, и политропный (обобщающий) процесс, частными случаями которого являются первые четыре процесса.

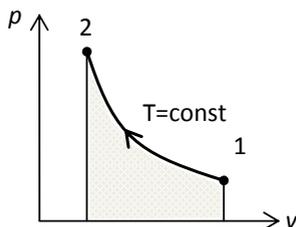


Рис. 2. Процесс изотермического сжатия

К термодинамическим процессам относится также круговой процесс или цикл. Циклом называется совокупность процессов, возвращающих систему в первоначальное состояние. На диаграммах цикл изображается замкнутым контуром.

Внутренняя энергия

Одним из важнейших понятий термодинамики является понятие *внутренней энергии*. Учитывая, что все макроскопические тела обладают энергией, заключенной внутри самих тел, с точки зрения молекулярно-кинетической теории внутренняя энергия вещества складывается из кинетической энергии всех атомов и молекул и потенциальной энергии их взаимодействия друг с другом. В частности, внутренняя энергия идеального газа равна сумме кинетических энергий всех частиц газа, находящихся в непрерывном и беспорядочном тепловом движении, и, следовательно, зависит только от его температуры и не зависит от объема (закон Джоуля).

Поскольку потенциальная энергия взаимодействия молекул зависит от расстояния между ними, внутренняя энергия U тела зависит, наряду с температурой T , также и от объема V : $U = f(T, V)$.

Таким образом, внутренняя энергия U тела однозначно определяется макроскопическими параметрами, характеризующими состояние тела. Она не зависит от того, каким путем было реализовано данное состояние. Принято говорить, что *внутренняя энергия является функцией состояния*:

$$U = f(p, v, T)$$

и ее изменение может быть определено как разность между конечным и начальным состояниями.

Работа и теплота как формы обмена энергией

В механике работу L определяют как величину, равную произведению некоторой произвольной силы F на расстояние

$$L = \int F dx .$$

В термодинамике работа, которую совершает $ТДС$ над окружающей средой ($ОС$), может быть определена аналогичным образом. Пусть в результате термодинамического процесса $ТДС$ расширилась на элементарный объем dV (рис. 1), тогда сила, действующая со стороны $ТДС$ на окружающую среду, определится как произведение давления на площадь контрольной поверхности

$$F = p \int ds ,$$

а элементарная работа найдется как

$$dL = p \int dx ds = p dV$$

или, используя удельные величины (отнесенные к единице массы), получим

$$dl = p dv .$$

В ходе конечного термодинамического процесса работа расширения равна интегралу

$$l = \int_1^2 dl = \int_1^2 p dv .$$

Работа, в отличие от внутренней энергии, уже не является функцией состояния, а зависит от условий перехода $ТДС$ от состояния 1 к состоянию 2 и является *функцией процесса*. Графически она представляется как площадь под кривой $p(v)$ термодинамического процесса и трактуется как работа расширения/сжатия $ТДС$ (площадка под кривой на рис. 2). Единицей измерения работы является джоуль [Дж = н·м].

Другим способом обмена энергией между $ТДС$ и окружающей средой является передача в форме теплоты. Такая передача энергии происходит между телами, имеющими разную температуру. При этом самопроизвольная передача энергии осуществляется от более нагретого тела к менее нагретому телу. Количество теплоты, полученное/отданное телом, зависит от условий перехода тела из

начального состояния в конечное, то есть от характера термодинамического процесса. Количество теплоты и работы измеряется в джоулях [Дж]. Вычислить количество теплоты, переданное во время термодинамического процесса, можно используя понятие *теплоемкости* рабочего тела.

Теплоемкостью называют теплофизическую характеристику вещества, устанавливающую количественное соотношение между теплотой, переданной в термодинамическом процессе, и изменением температуры рабочего тела.

Истинная теплоемкость представляет собой отношение количества теплоты (δQ), полученной веществом при бесконечно малом изменении его состояния, к изменению температуры тела (dT) в данном процессе:

$$C_x = \delta Q / dT \text{ [Дж/град]},$$

а *удельная массовая теплоемкость* (теплоемкость на единицу массы) определится как

$$c_x = \frac{dq}{dT} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг град}} \right].$$

Откуда

$$dq = c_x dT.$$

Теплоемкость зависит от условий протекания термодинамического процесса (индекс x указывает на особенности рассматриваемого процесса). В *адиабатном процессе* (без теплообмена с ОС) теплоемкость равна нулю, а в *изотермическом* – стремится к бесконечности.

Помимо *массовой теплоемкости* различают также *объемную теплоемкость* $c'_x \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \text{ град}} \right]$ – теплоемкость на единицу объема, и *мольную теплоемкость* $\mu c_x \left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль град}} \right]$ – теплоемкость 1 моля газа. Между указанными теплоемкостями существует следующая взаимосвязь:

$$c_x = \frac{c'_x}{\rho} = \frac{\mu c_x}{\mu},$$

где μ – молекулярная масса вещества.

Соотношение между объемной и мольной теплоемкостями можно определить также, применив закон Авогадро:

$$c'_x = \frac{\mu c_x}{V_\mu}$$

1-е следствие закона Авогадро: *один моль любого газа при одинаковых условиях занимает одинаковый объём*. Откуда $V_\mu = 22,4$ [м³/моль] – мольный объем газа при нормальных условиях.

Количество теплоты, полученное/отданное ТДС, может быть вычислено путем произведения теплоемкости на разность температур конечного и начального состояний рабочего тела:

$$q = c_x(T_2 - T_1).$$

Задача. Определить массовую и объемную теплоемкость кислорода O_2 при постоянном давлении, если мольная теплоемкость двухатомного газа при постоянном давлении равна 29,1 кДж/(кмоль град).

Решение

$$c_{pO_2} = \frac{\mu c_p}{\mu} = \frac{29,1}{32} = 0,91 \text{ [кДж/кг} \cdot \text{град]};$$

$$c'_{pO_2} = \frac{29,1}{22,4} = 1,30 \text{ [кДж/м}^3 \cdot \text{град]}.$$

Контрольные вопросы

1. Что понимается под термодинамической системой?
2. Каким числом независимых параметров состояния характеризуется состояние рабочего тела?
3. Что называется термодинамическим процессом?
4. Какие процессы являются равновесными, а какие неравновесными?
5. В чем отличие «функции состояния» от «функции процесса»? Приведите примеры этих функций.

1.2. Первый закон термодинамики. Анализ газовых процессов

Первый закон термодинамики. Анализ газовых процессов. Обобщенный политропный газовый процесс. Графическое изображение политропного процесса. Обратимый и необратимый процессы. Понятие о работоспособности рабочего тела.

Первый закон термодинамики

Данный закон представляет собой закон сохранения и превращения энергии и гласит: *количество теплоты, подведенное к ТДС, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение механической работы.* Математически для одного кг массы рабочего тела первый закон термодинамики можно записать в виде:

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

Для бесконечно малого процесса:

$$dq = du + dl$$

или, учитывая выражение для работы расширения $dl = p dv$:

$$dq = du + pdv.$$

Анализ газовых процессов

Изучить газовый процесс – означает определить количество теплоты процесса q , изменение внутренней энергии Δu и работу l , произведенную в термодинамическом процессе. Из всех возможных процессов наибольший интерес представляет изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы.

Изохорный процесс $dv = 0$, $v = \text{const}$, $pv^\gamma = \text{const}$ (закон Шарля, 1808) – подвод тепла при постоянном объеме. Работа расширения находится из выражения $dl = p dv$. При $dv = 0$ ($v = \text{const}$) $dl = 0$. Откуда

$$dq = du,$$

то есть при изохорном процессе вся подводимая к ТДС теплота идет на увеличение ее внутренней энергии, а полезная работа (работа расширения) равна нулю. Чтобы вычислить значение Δu , используем значение теплоемкости газа при постоянном объеме. В этом случае $c_x = c_v = \text{const}$ и $dq = du = c_v dT$.

Интегрируя, найдем

$$q = u_2 - u_1 = \int c_v dT = c_v (T_2 - T_1).$$

Если ввести коэффициент полезности процесса, представляющий собой отношение произведенной работы к количеству подведенной теплоты, то для изохорного процесса будем иметь:

$$\alpha = \frac{l}{q} = 0.$$

Изобарный газовый процесс $dp = 0$, $p = \text{const}$, $pv^\gamma = \text{const}$ (закон Гей-Люссака, 1802) – подвод тепла при постоянном давлении. Для

анализа этого процесса введем новую переменную, которая называется *энтальпия* или *теплосодержание*, которая также является функцией состояния: $i = u + pv$.

Тогда первый закон термодинамики можно записать в виде

$$dq = di - v dp.$$

Так как $dp = 0$, то $dq = di$. Откуда

$$q = i_2 - i_1.$$

Количество подведенной теплоты можно выразить также через теплоемкость изобарного процесса:

$$dq = di = c_p dT.$$

С другой стороны, используя уравнение состояния, можно записать:

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

Сравнивая два последних выражения, находим связь между изохорной и изобарной теплоемкостями:

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

Найдем полезную работу (работу расширения) для изобарного термодинамического процесса, учитывая, что $dl = pdv$:

$$l = p \int dv = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1).$$

Коэффициент полезности α равен:

$$\alpha = \frac{R(T_2 - T_1)}{c_p(T_2 - T_1)} = \frac{R}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p} = 1 - \frac{1}{k} = 0,29.$$

Здесь $k = c_p/c_v = 1,41$ – показатель адиабаты.

Таким образом, при изобарном процессе около 29% теплоты идет на превращение в работу, а оставшиеся 71% – на увеличение внутренней энергии.

Изотермический процесс $dT = 0$, $T = \text{const}$, $pv^1 = \text{const}$ (закон Бойля-Мариотта, 1676) – подвод тепла при постоянной температуре. Из первого закона термодинамики $dq = c_v dT + dl$ имеем:

$$dq = dl; \quad q = l, \quad \alpha = 1.$$

С точки зрения полезности изотермический процесс является наиболее рациональным, так как вся подведенная теплота превращается в полезную работу:

$$l = \int_1^2 p dv = RT \int_1^2 \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Адиабатный процесс $dq = 0$, $q = 0$, $pv^k = \text{const}$ (уравнение Пуассона). Здесь $k = \frac{c_p}{c_v}$ – коэффициент Пуассона.

Из первого закона термодинамики с учетом того, что $q = 0$, найдем $du = -dl$. Откуда получим

$$l = -(u_2 - u_1) = -c_v(T_2 - T_1).$$

То есть полезная работа при адиабатном процессе получается за счет уменьшения внутренней энергии ТДС.

Обобщенный политропный газовый процесс ($pv^n = \text{const}$)

Как видно из рассмотрения предыдущих частных случаев газовых процессов, все они подчиняются единому уравнению $pv^n = \text{const}$ с различными показателями степени n . Поэтому политропный газовый процесс можно считать обобщенным процессом. Показатель политропы n может быть вычислен через теплоемкости политропного процесса c_x и теплоемкости c_p , c_v :

$$n = \frac{c_x - c_p}{c_x - c_v}.$$

В свою очередь, из последнего выражения можно найти теплоемкость политропного процесса:

$$c_x = c_v \frac{n-k}{n-1}.$$

Найдем значение количества теплоты, работы, изменение внутренней энергии и коэффициент полезности α в политропном процессе:

$$q = c_x(T_2 - T_1); \quad u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1);$$

$$l = q - u_2 + u_1 = (c_x - c_v)(T_2 - T_1);$$

$$\alpha = \frac{l}{q} = \frac{(c_x - c_v)(T_2 - T_1)}{c_x(T_2 - T_1)} = 1 - \frac{c_v}{c_x}.$$

На рис. 3 дано графическое изображение политропного процесса в p - v -диаграмме.

Правило часов при построении политропных газовых процессов: политропные процессы в p - v диаграмме относительно начальной точки располагаются по часовой стрелке по мере увеличения показателя политропы n . Чем круче кривая, тем больше n .

Для анализа процесса выделим три области на диаграмме.

I. $0 \leq n < 1$ – работа совершается за счет подводимого тепла. Часть теплоты идет на увеличение внутренней энергии.

- II. $1 < n < 1,41$ – работа совершается как за счет подведенной теплоты, так и за счет уменьшения внутренней энергии.
- III. $1,41 < n \leq \infty$ – работа совершается только за счет уменьшения внутренней энергии. Часть внутренней энергии отводится в виде теплоты.

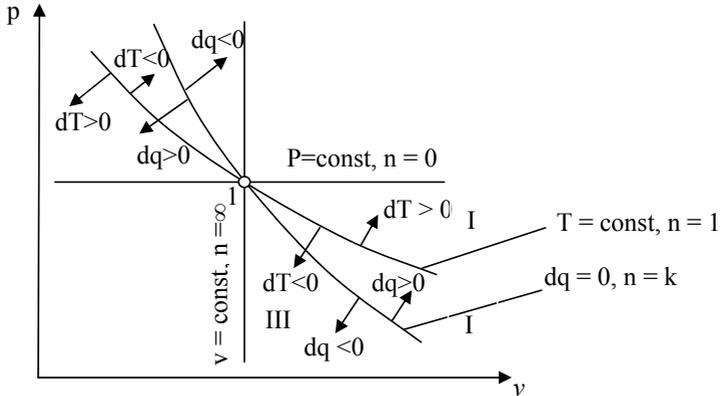


Рис. 3. Семейство линий $pv^n = \text{const}$

Обратимые и необратимые процессы

Введем понятие самопроизвольного процесса. *Самопроизвольным* назовем такой процесс, который протекает самостоятельно без внешних воздействий из-за разности термодинамических параметров. Самопроизвольный процесс идет только в одном направлении: от более высокого термодинамического потенциала к более низкому потенциалу. Так, если существует разность температур между двумя рабочими телами, то процесс теплообмена идет от тела с более высокой температурой к телу с более низкой температурой. То же относится и к разности давлений и т. д.

Пусть в ТДС протекает некоторый самопроизвольный процесс расширения от точки 1 к точке 2, как показано на рис. 4.

Осуществим такой же процесс, но в обратном направлении. Очевидно, что такой процесс уже не самопроизвольный, а требует выполнения работы сжатия. Если ТДС возвратится в свое первоначальное состояние, то процесс 1–2–1 будет обратимым. Отсю-

да, *обратимыми процессами* называются такие, которые проходят в прямом и обратном направлениях через одинаковые состояния и возвращают ТДС и ОС в первоначальное состояние. Необходимым условием существования обратимых процессов является их *равновесность*. Хотя в природе все процессы в той или иной мере неравновесны, тем не менее классическая термодинамика основана на допущении локальной *равновесности* всех процессов и распространяет это допущение на всю систему в целом.

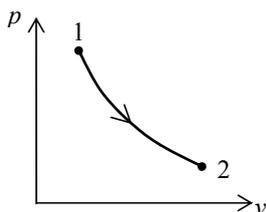


Рис. 4. Самопроизвольный процесс расширения

В отличие от обратимых процессов необратимые процессы не допускают возможности возврата в первоначальное состояние. Самопроизвольный процесс – суть необратимый процесс. Иными словами, процесс 1–2 – необратимый, а процесс 1–2–1 – обратимый.

Понятие о работоспособности рабочего тела

Работоспособностью рабочего тела называют количество работы, произведенное газом при изменении его объема на единицу. Рассмотрим изменение работоспособности газа при наиболее рациональном изотермическом однократном расширении, когда вся теплота превращается в работу (рис. 5).

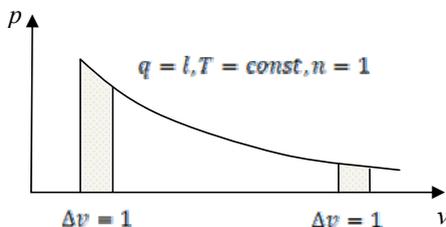


Рис. 5. Изменение работоспособности рабочего тела на различных стадиях процесса расширения

Из диаграммы видно, что работоспособность рабочего тела в начале процесса расширения выше, чем в конце процесса. Таким образом, при однократном расширении газа нельзя непрерывно получать работу, так как за счет снижения работоспособности рабочего тела положительная работа может оказаться меньше работы трения и двигатель остановится. Отсюда следует очень важный вывод: нельзя построить непрерывно действующую тепловую машину при однократном подводе тепла, так как помимо полезной работы необходимо затрачивать теплоту еще на преодоление силы трения. В противном случае это был бы вечный двигатель 1-го рода, когда $l_{\text{пол}} > q$.

Задача. Определить количество теплоты, поглощаемой водородом массой $m = 0,2$ кг при нагревании его от температуры $t_1 = 0^\circ\text{C}$ до температуры $t_2 = 100^\circ\text{C}$ при постоянном давлении. Найти также изменение внутренней энергии газа и совершаемую им работу.

Для двухатомных газов молярная теплоемкость при постоянном давлении равна $\mu c_p = 29,1$ кДж/кмоль · град, молярная теплоемкость при постоянном объеме $\mu c_v = 20,8$ кДж/кмоль · град.

Решение. Количество теплоты Q , поглощаемое газом при изобарном нагреве, определим по формуле

$$Q = mc_p \Delta T,$$

где m — масса нагреваемого газа; c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; ΔT — изменение температуры газа.

Массовая теплоемкость вычисляется по формуле

$$c_p = \mu c_p / \mu_{\text{H}_2}.$$

Откуда

$$Q = 0.2 \cdot \frac{29.1}{2} \cdot 100 = 291 \text{ [кДж]}.$$

Изменение внутренней энергии определяется по формуле

$$\Delta U = mc_v \Delta T = 0.2 \cdot \frac{20.8}{2} \cdot 100 = 208 \text{ [кДж]}.$$

Работу расширения газа найдем из первого закона термодинамики:

$$L = Q - \Delta U = 291 - 208 = 83 \text{ [кДж]}.$$

Контрольные вопросы

1. Дайте формулировку и аналитическое выражение первого закона термодинамики.

2. Назовите область политропных процессов, где теплота подводится, а температура уменьшается.
3. Какие процессы называются обратимыми и какие необратимыми?
4. Каковы условия обратимости процессов?
5. Почему нельзя построить непрерывно работающий двигатель с одним источником тепла?

1.3. Второй закон термодинамики. Циклы

Принцип создания непрерывно работающего двигателя. Цикл Карно. Энтропия. Второй закон термодинамики. Циклы ДВС. Циклы ГТУ. Компрессорные установки.

Принцип создания непрерывно работающего двигателя

В предыдущей теме было выяснено, что для того, чтобы создать непрерывно работающую тепловую машину, необходимо использовать только высокороботоспособное рабочее тело, когда полезная работа существенно больше силы трения. Это становится возможным, если организовать круговой (циклический) термодинамический процесс (рис. 6).

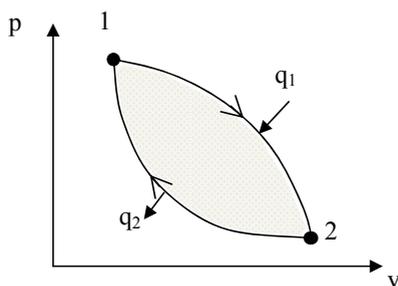


Рис. 6. Круговой термодинамический процесс (цикл)

Для этого необходимо после точки 2, когда работоспособность рабочего тела становится минимально приемлемой, вернуться в исходную точку 1. При этом переход в точку 1 из точки 2 должен произойти уже по другой траектории так, чтобы работа расширения была больше работы сжатия $l_{расш} > l_{сж}$. Только в этом случае можно получить положительную полезную работу.

Свойства круговых процессов (циклов)

1. Изменение внутренней энергии в цикле равно нулю. Это следует из того, что внутренняя энергия является функцией состояния, то есть не зависит от термодинамического процесса, а определяется начальным и конечным состояниями.

2. Для создания кругового процесса необходимо два источника теплоты, один из которых подводит теплоту в области расширения, а второй отводит теплоту в области сжатия.

3. Полезная работа на p - v диаграмме графически отображается площадью, ограниченной кривой процесса (заштрихованная область на рис. 6).

Следствие. Полная работа – это разность между работой расширения и работой сжатия $l_{\text{цикла}} = l_{\text{расш}} - l_{\text{сж}}$.

4. Параметр, который определяет полезность цикла, называется термическим КПД

$$\eta_t = \frac{l_{\text{пол}}}{q_1}.$$

Другими словами, термический КПД – это отношение количества полезной работы к количеству подведенной теплоты

$$\eta_t = \frac{l_{\text{пол}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Термический КПД всегда больше нуля и меньше единицы, так как при $\eta_t = 0$ ($q_1 = q_2$) круговой процесс превращается в линию, а при $\eta_t = 1$ ($q_2 = 0$) процесс не замкнут.

Понятие о «вечном двигателе 2-го рода». Им называют такой двигатель, который мог бы работать только за счет подвода тепла без отвода, то есть $q_1 > 0$; $q_2 = 0$, что означает отсутствие кругового процесса.

Циклические процессы также могут быть обратимыми. Если цикл протекает так, как показано на рис. 6 (по часовой стрелке), то такая тепловая машина называется двигателем. Полезная работа при этом больше нуля.

Если же цикл протекает против часовой стрелки, то машина называется холодильной. Вместо термического КПД эффективность холодильной машины оценивается холодильным коэффициентом

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_2 - q_1} = \frac{q_2}{l_{\text{цикла}}}.$$

В холодильной машине количество теплоты и работа меньше нуля, то есть отрицательные.

Цикл Карно. Энтропия

Цикл Карно состоит из четырех элементарных процессов: двух изотерм и двух адиабат (рис. 7).

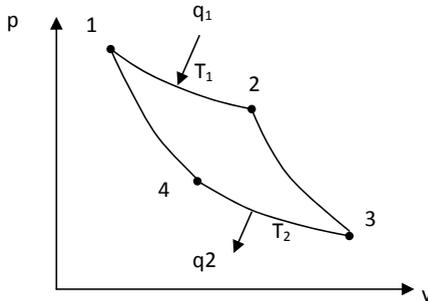


Рис. 7. Цикл Карно

На кривой 1–2 осуществляется подвод тепла q_1 при температуре T_1 , на кривой 2–3 – адиабатное расширение без теплообмена, на кривой 3–4 – отвод тепла q_2 при температуре T_2 , на кривой 4–1 – адиабатное сжатие без теплообмена.

Так как при изотермическом процессе $q_1 = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$, соответственно, $q_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}$, а $\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}$, и, подставляя эти соотношения в формулу $\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$, получим выражение для термического КПД цикла Карно:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Свойства цикла Карно

1. *Теорема Карно:* КПД цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела и конструкции двигателя, а зависит только от максимальной и минимальной температур процесса.

2. КПД цикла Карно является максимально возможным из всех других вариантов при заданной разности температур рабочего тела.

Из выражения для термического КПД цикла Карно следует, что

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = \sum \frac{q}{T} = 0.$$

Здесь $\frac{q}{T}$ — называется приведенной теплотой. Следовательно, в цикле Карно сумма приведенных теплот равна нулю. Это утверждение верно и для любого цикла, если сумму заменить на контурный интеграл, называемый *интегралом Клаузиуса*, то есть

$$\oint \frac{dq}{T} = 0.$$

Так как контурный интеграл равен нулю, то это означает, что подынтегральное выражение представляет собой функцию состояния, которая называется *энтропией*:

$$\frac{dq}{T} = ds.$$

Свойства энтропии

1. Энтропия является функцией состояния, или другими словами, изменение энтропии не зависит от характера процесса, а определяется только начальным и конечным состоянием *ТДС*.

2. Энтропия — величина аддитивная (можно складывать и вычитать).

3. При адиабатном процессе $ds = 0$ (изоэнтропийный процесс).

4. В T - s диаграмме количество теплоты, участвующей в процессе, равно площади под кривой процесса $T(s)$:

$$q = \int_1^2 T(s) ds.$$

На рис. 8 приводится диаграмма политропных процессов в T - s координатах.

Изменение энтропии в необратимых процессах

Рассмотрим изолированную систему ($q = 0$, $l = 0$), в которой находятся два тела — одно более горячее, другое более холодное. Пусть в результате соприкосновения рабочих тел тепло передалось от более горячего к более холодному. Тогда

$$ds_1 = -\frac{dq_1}{T_1}, \quad ds_2 = \frac{dq_1}{T_2}; \quad ds = ds_1 + ds_2 = dq \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right).$$

Так как $T_1 > T_2$, то $ds > 0$.

Следовательно, при наличии необратимых процессов (передача теплоты от более нагретого тела более холодному) в изолированной

ТДС энтропия ее увеличивается. Этот же вывод можно сделать и для неизолированной системы. В этом случае

$$ds > \frac{dq}{T},$$

где dq – внешний теплообмен. В обратимых, то есть в равновесных процессах данное неравенство становится равенством, и в общем виде для любой ТДС будет представлено

$$ds \geq \frac{dq}{T}.$$

Используя 4-е свойство энтропии, построим цикл Карно в координатах T - s (рис. 9).

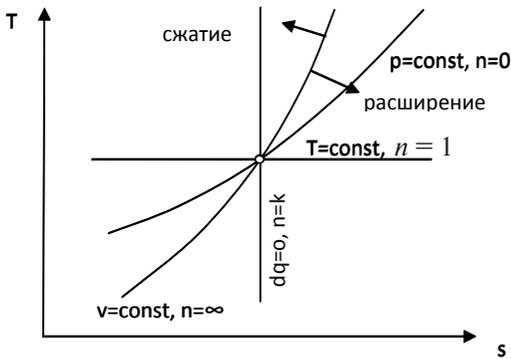


Рис. 8. Политропные процессы в T - s координатах

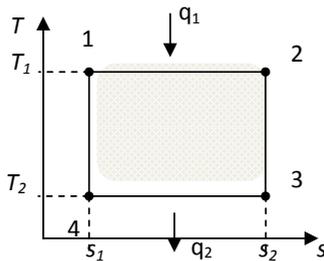


Рис. 9. Цикл Карно в T - s координатах

По T - s диаграмме можно легко определить количество теплоты, которое уйдет на выполнение полезной работы. Это – заштрихо-

ванная площадка. Очевидно, что любой цикл, отличный от цикла Карно и работающий при данной разности температур, по площади будет меньше (свойство 2).

Второй закон термодинамики

В упрощенной интерпретации суть второго закона термодинамики состоит в том, что любой самопроизвольный процесс идет от большего потенциала к меньшему, что ведет к выравниванию термодинамических параметров системы. Тот факт, что самопроизвольные, или иначе, необратимые процессы идут с увеличением энтропии, является вторым законом термодинамики (принцип возрастания энтропии). Математически это можно записать так

$$ds > \frac{dq}{T},$$

где dq – внешний теплообмен.

Из второго закона термодинамики следует, что для создания непрерывно работающей тепловой машины нужно совершить возврат к исходному состоянию, организовав циклический процесс. Для создания циклического процесса необходимо не только подводить тепло, но и отводить его, то есть иметь два источника: с высокой и низкой температурой. Тогда на части цикла, где будет производиться полезная работа, энтропия увеличится, а на второй части цикла, наоборот, нужно затратить работу и уменьшить энтропию.

Перечислим некоторые словесные формулировки второго закона термодинамики:

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

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

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

4-я формулировка (Томсона): «Невозможно при помощи не одушевленного материального агента получить от какой-либо массы вещества механическую работу путем охлаждения ее ниже температуры самого холодного из окружающих предметов».

Понятие о «тепловой смерти»

Из второго закона вытекает, что $ds < 0$, только если $dq < 0$. То есть с системой необходимо совершить извне некоторую работу. В противном случае температуры любых частей ТДС выравниваются и теплообмен прекращается. Если справедливость данного закона распространить на масштабы всей Вселенной, то отсюда следует, что должно наступить тепловое равновесие, что равносильно физической смерти.

Объединенные первый и второй законы термодинамики

Из первого закона термодинамики имеем

$$dq = du + pdv.$$

Второй закон термодинамики для обратимых процессов запишется как

$$ds = \frac{dq}{T}.$$

Тогда, объединив эти два выражения, получим:

$$Tds = du + pdv.$$

Циклы двигателей внутреннего сгорания

Все современные двигатели внутреннего сгорания подразделяются на три основные группы.

1. Двигатели, в которых используется цикл с подводом тепла при постоянном объеме $v = \text{const}$ (цикл Отто), так называемые бензиновые двигатели.

2. Двигатели, в которых используется цикл с подводом тепла при постоянном давлении $p = \text{const}$ (цикл Дизеля), так называемые дизельные двигатели.

3. Двигатели, в которых используется смешанный цикл с подводом тепла как при $v = \text{const}$, так и при $p = \text{const}$ (цикл Тринклера).

При исследовании идеальных термодинамических циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания к числу определяемых величин относятся количество подведенной и отведенной теплоты, основные параметры состояния в характерных точках цикла, термический КПД цикла.

Подвод тепла в ДВС происходит за счет сгорания топлива в камере сгорания цилиндра двигателя. Различие между названными циклами состоит в том, что в бензиновом ДВС сгорание происхо-

дит значительно быстрее, чем в дизельном ДВС. На рис. 10 приведена схема ДВС.

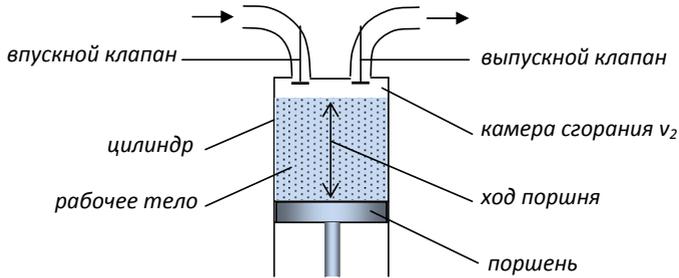


Рис. 10. Схема двигателя внутреннего сгорания

Исследование работы реального поршневого двигателя целесообразно производить по так называемой индикаторной диаграмме (снятой с помощью специального прибора – индикатора). На рис. 11 показаны совмещенные индикаторные диаграммы всех трех циклов при одинаковой степени сжатия $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} = idem$.

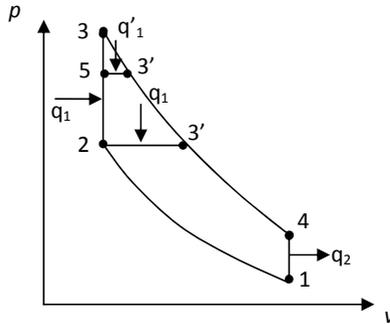


Рис. 11. Сравнение циклов ДВС с равной степенью сжатия

На диаграмме:

1–2 – адиабатное сжатие до термодинамических параметров p_2, v_2 ;
 2–3 – изохорный подвод тепла до давления p_3 (сгорание топлива) – цикл Отто;

2–5–3' – смешанный изохорно-изобарный подвод тепла (сгорание топлива) – цикл Тринклера;

2–3 – изобарный подвод тепла до давления p'_3 (сгорание топлива)
 – цикл Дизеля;
 3(3') – 4 – адиабатное расширение до термодинамических параметров p_4, v_4 ;
 4–1 – охлаждение рабочего тела при постоянном давлении p_1 (отвод теплоты q_2).

Сравнивая площади, ограниченные циклами (рис. 11), делаем вывод, что η_r Отто $>$ η_r Тринклера $>$ η_r Дизеля.

Далее сравним те же циклы, но при одинаковой разности температур $T_3 - T_1 = idem$, как показано на рис. 12.

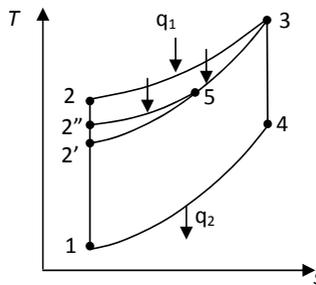


Рис. 12. Сравнение циклов ДВС при одинаковой разности температур

Здесь: цикл Отто – 1–2'–3–4–1, цикл Дизеля – 1–2–3–4–1, цикл Тринклера – 1–2''–5–3–4–1.

Из рис. 12 видно, что в этом случае η_r Дизеля $>$ η_r Тринклера $>$ η_r Отто.

Циклы газотурбинных установок

Отличительной особенностью газотурбинных установок (ГТУ) является отсутствие у них деталей с возвратно-поступательным движением. Сжатие рабочего тела происходит в осевом турбокомпрессоре, а расширение – в турбине. В результате давление на выходе из турбины равно атмосферному давлению, в отличие от ДВС, где давление на выходе больше атмосферного. Получение полезной работы осуществляется за счет силового взаимодействия рабочего тела (газа) с лопатками турбины. Практическое применение нашли ГТУ со сгоранием топлива при постоянном давлении (цикл Брайтона) и постоянном объеме (цикл пульсирующего двигателя).

На рис. 13 представлена схема простейшей ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении.

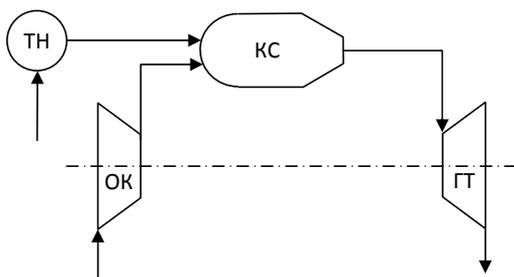


Рис. 13. Схема ГТУ с циклом Брайтона (подвод тепла при $p = \text{const}$)

Для лучшего понимания принципа работы ГТУ на рис. 14 дан общий вид газотурбинной установки.

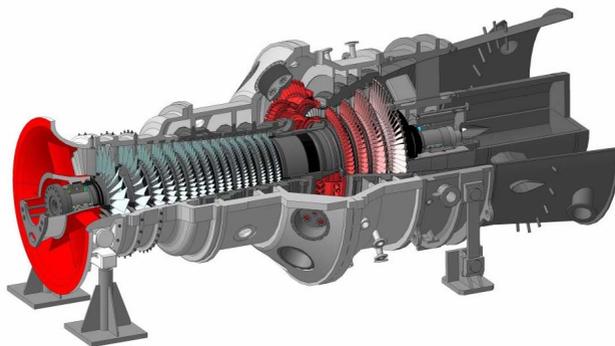


Рис. 14. Общий вид ГТУ

Рассмотрим принцип действия установки. В камеру сгорания (КС) поступают сжатый воздух из осевого компрессора (ОК) и топливо из топливного насоса (ТН). Из камеры сгорания горячие газы направляются на лопатки газовой турбины (ГТ), а затем выбрасываются в атмосферу.

На рис. 15 представлена схема пульсирующей ГТУ.

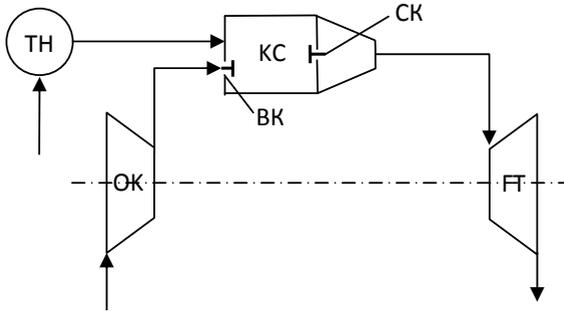


Рис. 15. Схема пульсирующей ГТУ (подвод тепла при $v = \text{const}$)

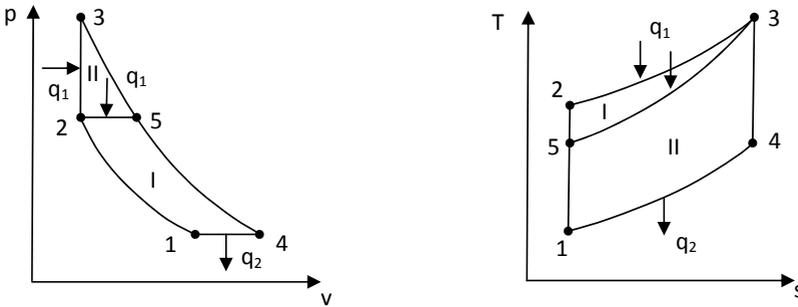


Рис. 16. Сравнение циклов ГТУ

В отличие от ГТУ со сгоранием топлива при постоянном давлении, где процесс горения осуществляется непрерывно, в ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме горение является периодическим (пульсирующим) процессом. Через воздушный клапан (ВК) в камеру сгорания (КС) поступает сжатый воздух из компрессора (ОК). Сюда же подается топливо топливным насосом (ТН). Затем воздушный клапан закрывается, и происходит процесс горения горючей смеси. Как только давление в КС достигает пиковых значений, открывается сопловой клапан (СК) и продукты сгорания поступают на лопатки турбины (ТТ).

Сравним рассмотренные циклы ГТУ при одинаковой степени повышения давления в компрессоре $\beta = \frac{p_2}{p_1} = \text{idem}$ и одинаковой разности температур $T_3 - T_1 = \text{idem}$. В первом случае используем p - v диаграмму, а во втором — T - s диаграмму (рис. 16).

При $\beta = idem$ пульсирующий цикл II (1–2–3–4) с подводом тепла при $\nu = const$ по площади больше цикла Брайтона I (1–2–5–4) с подводом тепла при $p = const$. Следовательно, $\eta_{II} > \eta_I$.

Сравнение по $T_3 - T_1 = idem$, напротив, показывает, что $\eta_I > \eta_{II}$.

Компрессорные установки

Компрессорные установки служат для получения сжатых газов. Конструктивно компрессоры подразделяют на две группы: объемные (поршневые, шестеренчатые, пластинчатые, винтовые) (рис. 17) и лопаточные (центробежные, осевые) (рис. 18).

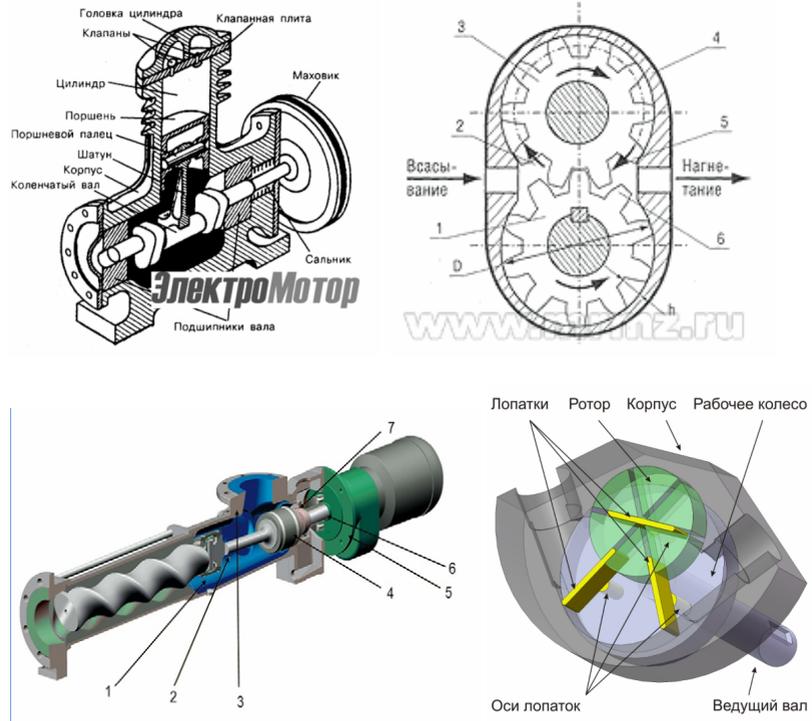


Рис. 17. Объемные компрессоры

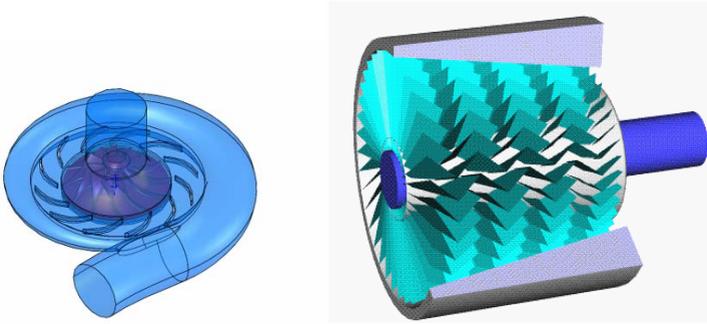


Рис. 18. Лопаточные компрессоры: центробежные, осевые

Компрессоры характеризуются степенью повышения давления

$$\pi = \frac{p_{max}}{p_{min}}$$

По данному параметру различают следующие типы компрессоров:

вентиляторы $1 < \pi < 1,1$;

нагнетатели $1,1 < \pi < 1,4$;

собственно компрессоры $\pi > 1,4$.

Определим работу сжатия в цилиндре поршневого компрессора, теоретическая индикаторная диаграмма которого изображена на рис. 19.

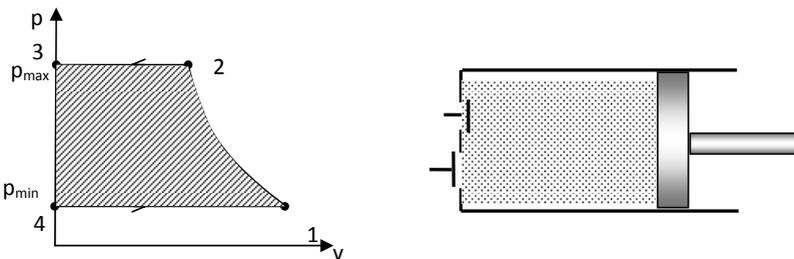


Рис. 19. Компрессорный цикл

На диаграмме:

4–1 – наполнение цилиндра. Работа всасывания определится как $l_{41} = \int_4^1 p dv = p_1 v_1$;

1–2 – адиабатное сжатие, $l_{12} = \int_1^2 p dv$;

2–3 – нагнетание сжатого газа, $l_{23} = \int_2^3 p dv = p_2 v_2$;

3–4 – линия, условно замыкающая цикл $l_{34} = 0$.

Примечание. Процессы всасывания (4-1) и нагнетания (2-3) строго не являются термодинамическими процессами, так как состояние рабочего тела не меняется, а меняется только его количество.

Удельная работа компрессорного цикла найдется как сумма всех работ:

$$l_k = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_1^2 p dv = - \int_1^2 v dp.$$

На диаграмме рис. 19 работа компрессора изображена заштрихованной областью. Если процесс сжатия происходит без теплообмена с окружающей средой (адиабатно), то работу можно вычислить, используя разность энтальпий:

$$l_k = i_1 - i_2.$$

Максимально допустимая температура в конце сжатия

Температура должна быть такой, чтобы испаряющееся масло не загрязняло сжатый воздух и не ухудшало его качество. Считается, что максимальная температура не должна превышать 200°C. Это соответствует степени повышения давления $\pi \approx 5-6$. В расчетах принимают, что $\pi_{\max} = 4$.

Принцип многоступенчатого сжатия

Для получения газов высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры. В них сжатие газа осуществляется политропно в нескольких последовательно соединенных цилиндрах с промежуточным охлаждением после сжатия в каждом цилиндре (рис. 20). Необходимое число ступеней компрессора выбирают так, чтобы требуемая степень сжатия была меньше максимально возможной.

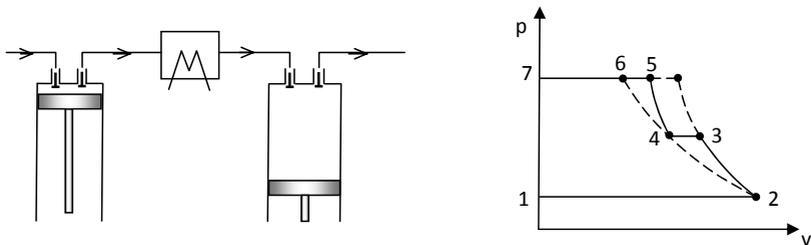


Рис. 20. Схема многоступенчатого компрессора и его индикаторная диаграмма

На p - v диаграмме показан цикл двухтактного компрессора. Линия 1–2 отображает процесс всасывания, 2–3 – политропный процесс сжатия в первой ступени, 3–4 – нагнетание газа в промежуточный охладитель. Газ охлаждают до начальной температуры и подают во вторую ступень. 4–5 – политропное сжатие во второй ступени, 5–7 – нагнетание газа в магистраль. Здесь 2–4–6 – изотерма. Ступенчатое сжатие с промежуточным охлаждением приближает рабочий процесс к наиболее экономичному – изотермическому сжатию. Распределение степеней сжатия между отдельными ступенями при заданном $\frac{p_{max}}{p_{min}}$:

$$\frac{p_{\text{ВЫХ ст}}}{p_{\text{ВХ ст}}} = \sqrt[n]{\frac{p_{max}}{p_{min}}},$$

где n – число ступеней.

Распределение степени повышения давления в центробежных и осевых компрессорах

Рабочие колеса снабжены турбинными лопатками. По теории работы компрессорных лопаток допускается степень повышения давления на одной ступени с сохранением высокого КПД в пределах 1,3–1,5. Обычно промежуточное охлаждение производят после $\pi = 2,5$ –3,5.

Контрольные вопросы

1. Какие условия необходимы для создания непрерывно работающей тепловой машины?
2. Чему равен термический КПД цикла Карно?
3. Изменяется ли внутренняя энергия и энтропия в круговом процессе?
4. Как формулируется второй закон термодинамики?
5. Какие элементарные термодинамические процессы включает цикл ДВС при подводе тепла при постоянном объеме?
6. Из каких термодинамических процессов состоит цикл ДВС при подводе тепла при постоянном давлении?
7. Из каких термодинамических процессов состоят циклы газотурбинных установок?
8. Как сравнить эффективность термодинамических циклов?

9. Из каких термодинамических процессов состоит цикл компрес-
сорной установки?

1.4. Реальные газы

*Свойства реальных газов, уравнение состояния реального газа. Поня-
тия о водяном паре. Характеристики влажного воздуха. Циклы паро-
силовых установок (ПСУ). Циклы холодильных установок.*

Свойства реальных газов, уравнение состояния реального газа

Рассматривая реальные газы, следует отметить, что с увеличе-
нием их плотности свойства реальных газов все больше отклоняют-
ся от свойств идеального газа. Размеры молекул уже не пренебре-
жимо малы, а силы взаимодействия между молекулами становятся
существенными. Эти особенности наиболее просто и качественно
учитываются уравнением состояния Ван-дер-Ваальса

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

Здесь слагаемое b можно интерпретировать как объем, занимаемый
молекулами газа, а слагаемое $\frac{a}{v^2}$ — как внутреннее давление в газе
за счет сил молекулярного взаимодействия.

На p - v диаграмме (рис. 21) показаны изотермы, построенные по
уравнению Ван-дер-Ваальса.

Из диаграммы видно, что существует три различных типа изо-
терм. Справа от линии насыщения (зона III) реальный газ близок
к идеальному, поэтому здесь изотермы соответствуют уравнению
состояния Клапейрона. Второй тип изотермы проходит через кри-
тическую точку k . В этой точке исчезает различие между жидкой
и газообразной фазами — это максимально возможная температура
сосуществования двух фаз: жидкости и насыщенного пара. Нако-
нец, третий тип изотерм располагается слева от кривой насыщения
и имеет характерную волну в зоне перехода жидкости в пар (зона
II). В действительности переход осуществляется при постоянном
давлении и температуре (горизонтальная прямая).

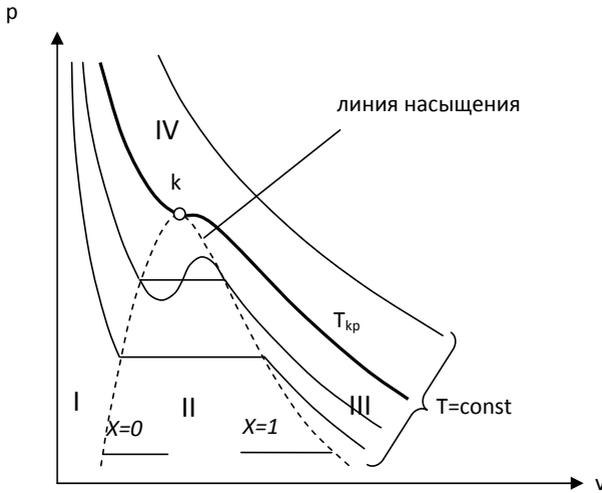


Рис. 21. Изотермы ван-дер-ваальсовского газа

Таким образом, изотермы Ван-дер-Ваальса отражают несколько состояний реального газа. В зоне I находится фаза капельной жидкости, в зоне II – влажный пар: смесь жидкости и газообразной фазы, в зоне III – перегретый пар, где температура выше температуры кипения, в зоне IV – область около и закритических параметров состояния газа. Последняя область характеризуется плавным переходом от жидкой фазы к газообразной фазе без границы раздела.

Понятия о водяном паре

Самым распространенным рабочим телом в паровых турбинах, паровых машинах, атомных установках, различных теплообменниках является *водяной пар*. Рассмотрим основные понятия в этой области.

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

Парообразование – процесс превращения вещества из жидкого состояния в парообразное.

Испарение – парообразование, происходящее всегда при любой температуре с поверхности жидкости. При некоторой определенной температуре, зависящей от природы жидкости и давления, под которым она находится, начинается парообразование во всей массе жидкости. Этот процесс называется *кипением*.

Обратный процесс парообразования — *конденсация*. Она также протекает при постоянной температуре.

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

При испарении жидкости в ограниченном пространстве (в паровых котлах) одновременно происходит обратное явление — *конденсация пара*. Если скорость конденсации станет равной скорости испарения, то наступает динамическое равновесие. Пар в этом случае имеет максимальную плотность и называется *насыщенным паром*. Если температура пара выше температуры насыщенного пара того же давления, то такой пар называется *перегретым*.

Разность между температурой перегретого пара и температурой насыщенного пара того же давления называется *степенью перегрева*. Так как удельный объем перегретого пара больше удельного объема насыщенного пара, то плотность перегретого пара меньше плотности насыщенного пара. Поэтому перегретый пар является *ненасыщенным паром*. В момент испарения последней капли жидкости в ограниченном пространстве без изменения температуры и давления образуется *сухой насыщенный пар*. Состояние такого пара определяется одним параметром — давлением.

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

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

$$x = \frac{m_{\text{сух}}}{m_{\text{жидк}} + m_{\text{сух}}}$$

При $x = 0$ — жидкая фаза, при $x = 1$ — сухой пар.

Характеристики влажного воздуха

Отметим, что атмосферный воздух, в основном состоящий из кислорода, азота, углекислого газа, содержит всегда некоторое количество водяного пара. Смесь сухого воздуха и водяного пара называется *влажным воздухом*. Влажный воздух при данном давлении и температуре может содержать разное количество водяного пара. Если смесь состоит из сухого воздуха и насыщенного водяного пара, то его

называют *насыщенным влажным воздухом*. В этом случае во влажном воздухе находится максимально возможное для данной температуры количество водяного пара. При охлаждении этого воздуха будет происходить конденсация водяного пара. Парциальное давление водяного пара в этой смеси равно давлению насыщения при данной температуре. Если влажный воздух содержит при данной температуре водяной пар в перегретом состоянии, то он будет называться *ненасыщенным*. Так как в нем находится не максимально возможное для данной температуры количество водяного пара, то он способен к дальнейшему увлажнению. Поэтому такой воздух используют в качестве сушильного агента в различных сушильных установках.

По *закону Дальтона* общее давление влажного воздуха равно сумме парциальных давлений сухого воздуха и водяного пара, входящих в его состав

$$p = p_B + p_{II},$$

где p_B – парциальное давление сухого воздуха; p_{II} – парциальное давление водяного пара.

Максимальное значение p_{II} при данной температуре влажного воздуха представляет собой давление насыщенного водяного пара – p_{II}^* .

Для нахождения парциального давления пара пользуются специальным прибором – гигрометром. С помощью этого прибора определяют точку росы.

Точка росы – это температура, до которой нужно охладить при постоянном давлении ненасыщенный влажный воздух, чтобы он стал насыщенным. Зная точку росы, можно по таблицам определить парциальное давление пара в воздухе как давление насыщения (p_{II}^*), соответствующее точке росы – t_p .

Влажный воздух характеризуется следующими параметрами.

1. *Абсолютная влажность воздуха*. – это количество водяного пара в кг, находящегося в 1 м³ влажного воздуха. Абсолютная влажность равна плотности пара при его парциальном давлении и температуре воздуха – t_u :

$$\rho_{II} = \frac{M_{II}}{V_{II}}.$$

2. *Относительная влажность воздуха*. – это отношение абсолютной влажности ненасыщенного воздуха при данной темпера-

туре к абсолютной влажности насыщенного воздуха при той же температуре:

$$\varphi = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{max}}} \cdot 100\%.$$

Установлено, что количество пара в воздухе не может быть сколько угодно большим. При определенной температуре существует такое состояние, когда пар перестает растворяться в воздухе и остается в виде капелек жидкости. В этом случае $\rho_{\text{max}} = \rho_{\text{н}}$

Таким образом, можно отличить три характерных состояния влажного воздуха:

- 1) $\rho_{\text{п}} < \rho_{\text{н}}$, $\varphi < 1$ – воздух не насыщен влагой, водяной пар перегрет;
- 2) $\rho_{\text{п}} = \rho_{\text{н}}$, $\varphi = 1$ – воздух насыщен влагой, водяной пар сухой;
- 3) $\rho_{\text{п}} > \rho_{\text{н}}$ – воздух пересыщен влагой, водяной пар влажный.

3. *Влагосодержание* – это отношение массы пара к массе сухого воздуха:

$$d = \frac{M_{\text{п}}}{M_{\text{в}}} = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{в}}}.$$

4. *Степень насыщения* – это отношение влагосодержания ненасыщенного влажного воздуха к влагосодержанию насыщенного влажного воздуха

$$\psi = \frac{d}{d_{\text{н}}}.$$

Газовая постоянная:

$$R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{28.95 - 10.934 \mu_{\text{п}}/p}.$$

Для отображения термодинамических процессов влажного воздуха используется *i-d* диаграмма (рис. 22).

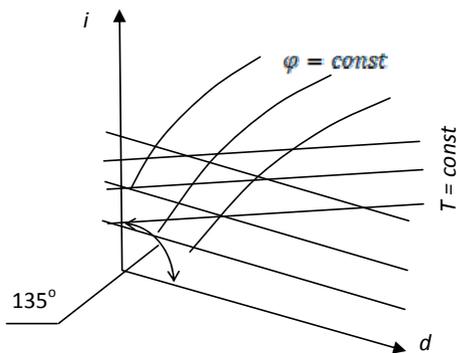


Рис. 22. *i-d* диаграмма влажного воздуха

Циклы паросиловых установок

Основным циклом в паросиловой установке (ПСУ) является цикл Ренкина. Рабочее тело в таких установках – водяной пар. Принципиальная схема ПСУ показана на рис. 23.

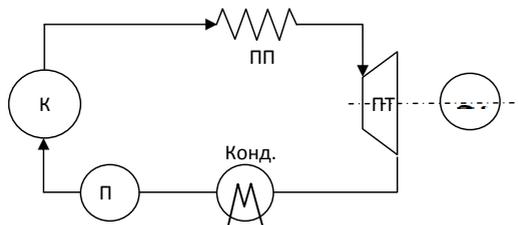


Рис. 23. Схема паросиловой установки

Процесс получения работы происходит следующим образом. В паровом котле (К) и в перегревателе (ПП) теплота горения топлива передается воде, которая доводится до парообразного состояния. Полученный пар поступает в паровую турбину (ПТ), где происходит преобразование теплоты в механическую работу. Отработанный пар поступает в конденсатор (конд), где отдает теплоту охлаждающей воде. Если охлаждающая вода поступает из особого устройства воздушного охлаждения (градирни), то такая станция называется ТЭЦ. Полученный конденсат питательным насосом (ПН) сжимается до давления, равного в котле, и подается в котел (К). Описанный цикл показан на T - s диаграмме (рис. 24).

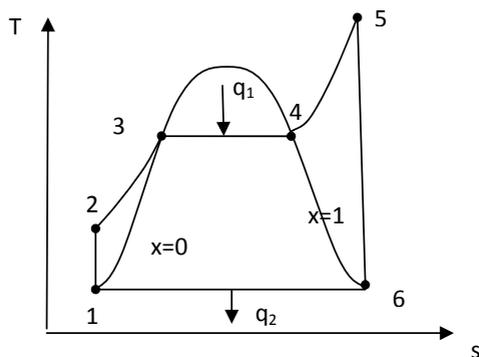


Рис. 24. T - s диаграмма цикла Ренкина

На диаграмме:

- 1–2 – адиабатное сжатие воды в питательном насосе;
- 2–3 – подогрев воды до температуры кипения в водяном экономайзере и котле;
- 3–4 – парообразование в котле;
- 4–5 – перегрев пара в пароперегревателе;
- 5–6 – адиабатное расширение пара на лопатках паровой турбины;
- 6–1 – конденсация пара в конденсаторе.

Найдем термический КПД цикла Ренкина:

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

$$q_1 = i_5 - i_1, p = \text{const};$$

$$q_2 = i_6 - i_1;$$

$$\eta_t = \frac{i_5 - i_6}{i_5 - i_1}.$$

Термический КПД цикла Ренкина равен отношению теплосодержаний (энтальпий) у потребителя (расширение в турбине) к разности теплосодержаний в котле.

Основным недостатком цикла Ренкина является то, что КПД цикла $\sim 13\%$. Это объясняется тем, что невозможно увеличить разность $i_5 - i_6$, так как на выходе из турбины может появиться влажный пар после расширения.

Для повышения КПД цикла Ренкина применяют двухступенчатую турбину с вторичным перегревом пара. В этом цикле пар после расширения в первой ступени поступает в пароперегреватель второй ступени, а затем в турбину второй ступени (рис. 25).

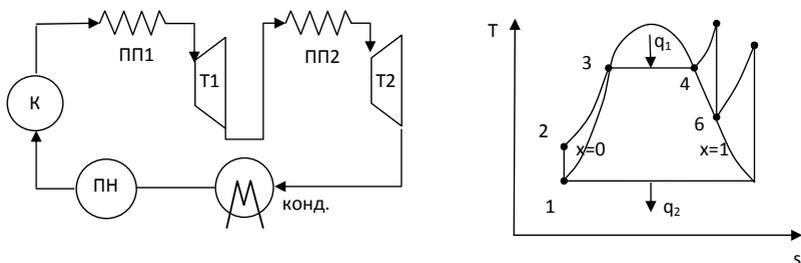


Рис. 25. Схема и T - s диаграмма цикла Ренкина с промежуточным перегревом пара

Данный цикл увеличивает термический КПД ПСУ более чем на 2%.

Кроме рассмотренных циклов заслуживает внимания так называемый *теплофикационный цикл*, в котором пар после расширения в турбине поступает на отопление и технологические нужды. В результате большая часть пара конденсируется у потребителя, а в котельную поступает конденсатом. Схема и T - s диаграмма теплофикационного цикла приведены на рис. 26.

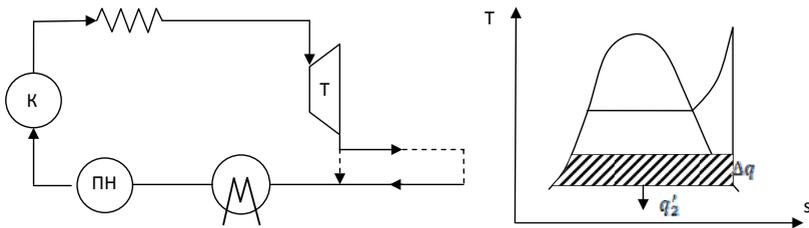


Рис. 26. Теплофикационный цикл

Количество тепла, непосредственно превращенное в полезную работу, на T - s диаграмме отображается незаштрихованной площадкой. Количество тепла, отданное теплоносителем окружающей среде, в конденсаторе равно

$$q'_2 = q_2 - \Delta q.$$

Тогда термический КПД теплофикационного цикла будет равен:

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

Ввиду того что q'_2 существенно снижается из-за Δq , термический КПД ТЭЦ может достигать 80%.

Циклы холодильных установок

Для охлаждения тел до температуры, лежащей ниже температуры окружающей среды, применяют холодильные установки, работающие по обратному циклу, т. е. в направлении против часовой стрелки.

Холодильные машины подразделяют на воздушные (газовые), паровые, парозежекторные, адсорбционные и др. Рассмотрим некоторые из них.

В воздушной холодильной машине в качестве холодильного агента используется атмосферный воздух. На рис. 27 представлены индикаторная диаграмма и схема газовой холодильной установки.

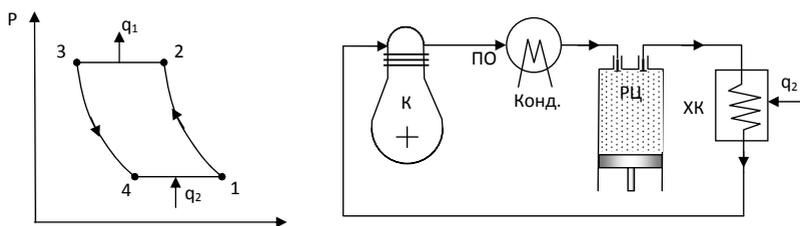


Рис. 27. Индикаторная диаграмма и схема газовой холодильной установки

На индикаторной диаграмме имеют место следующие термодинамические процессы:

1–2 – адиабатное сжатие рабочего тела (хладоагента) в компрессоре;

2–3 – промежуточное охлаждение с отводом теплоты в окружающую среду;

3–4 – адиабатное расширение в расширительном цилиндре, где температура опускается ниже температуры окружающей среды;

4–1 – рабочий процесс в холодильной камере.

На представленной схеме даны следующие обозначения: К – компрессор; ПО – промежуточный охладитель; РЦ – расширительный цилиндр; ХК – холодильная камера.

Для характеристики эффективности холодильных циклов вводят так называемый холодильный коэффициент

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l_{\text{ц}}}$$

Учитывая, что $q_1 = c_p(T_2 - T_3)$, $q_2 = c_p(T_1 - T_4)$, получим

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

Воздушные холодильные установки не получили широкого распространения ввиду малого холодильного коэффициента и сложности конструкции.

В парокompрессорных установках рабочими веществами (холодильными агентами) являются некоторые газы, переходящие в парообразное состояние при атмосферном давлении и температуре кипения меньше 0°C . Это аммиак NH_3 ($t_s = -33,4^{\circ}\text{C}$), фреон-12 ($t_s = -30^{\circ}\text{C}$), углекислота ($t_s = -80^{\circ}\text{C}$). На рис. 28 приведены индикаторная диаграмма и схема парокompрессорной установки.

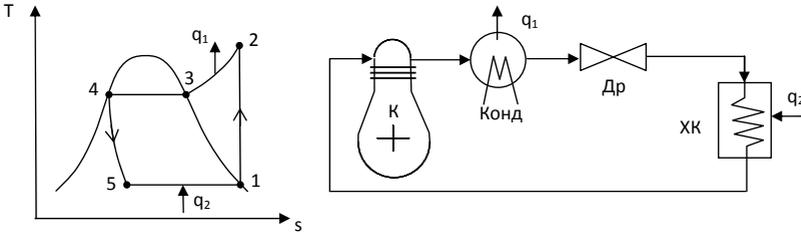


Рис. 28. Индикаторная диаграмма и схема парокompрессорной холодильной установки

На индикаторной диаграмме имеют место следующие термодинамические процессы:

- 1–2 – адиабатный процесс сжатия газа в компрессоре;
- 2–3–4 – изобарное промежуточное охлаждение в конденсаторе с фазовым переходом;
- 4–5 – расширение в дросселе с понижением температуры;
- 5–1 – рабочий процесс в холодильной камере с фазовым переходом в газовую фазу хладагента.

На представленной схеме даны следующие обозначения: К – компрессор; Конд – конденсатор, служащий для промежуточного охлаждения хладагента с последующей его конденсацией; Др – дроссель служит для понижения температуры до температуры окружающей среды; ХК – холодильная камера (испаритель). Здесь осуществляется подвод тепла к рабочему телу с последующим переходом хладагента в парообразное состояние.

Контрольные вопросы

1. Что отражают изотермы Ван-дер-Ваальса?
2. Дайте определение влажного пара.
3. Дайте определение влажного воздуха.
4. Что такое насыщенный и ненасыщенный влажный воздух?

5. Что такое абсолютная и относительная влажность, влагосодержание?
6. Из каких термодинамических процессов состоит цикл Ренкина?
7. Чему равен термический КПД цикла Ренкина?
8. Из каких термодинамических процессов состоит теплофикационный цикл?
9. Чему равен термический КПД теплофикационного цикла?
10. Какой параметр характеризует эффективность холодильной установки?
11. Из каких термодинамических процессов состоит индикаторная диаграмма парокompрессорной холодильной установки?

1.5. Истечение и дросселирование газов и паров

*Первый закон термодинамики для движущегося газа. Адиабатное истечение газа из сосуда неограниченной емкости. Истечение из комбинированных сопел (сужение – расширение). Расчет процесса истечения водяного пара с помощью *i-s* диаграммы. Дросселирование газов и паров.*

В технике часто приходится иметь дело с процессами истечения, характеризующимися большой кинетической энергией рабочего тела, которая используется в различного рода машинах и устройствах (турбинах, обдувочных аппаратах, эжекторах и т. д.). Для расчета этих машин и устройств необходимо знать закономерности процесса истечения рабочего тела и как в этом процессе изменяются параметры его состояния.

Первый закон термодинамики для движущегося газа

С учетом того, что термодинамическая система газового потока является открытой системой, ее можно рассмотреть как систему, ограниченную линиями тока, в которых рабочее тело движется относительно окружающей среды из области высокого давления в область низкого давления со скоростью w (рис. 29).

При движении газа внутренняя энергия включает в себя дополнительно кинетическую энергию. Тогда первый закон термодинамики для движущегося газа можно представить в виде

$$dq = du + dl + d\left(\frac{w^2}{2}\right).$$

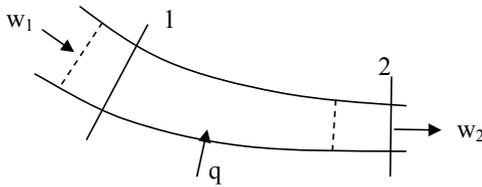


Рис. 29. Трубка тока движущегося газа

Определим элементарную работу, совершаемую потоком газа при перемещении объема Δv , заключенного между сечениями 1-2 в единицу времени $\Delta \tau$. Для единицы массы будем иметь

$$dl = ((p + dp)(w + dw)(f + df) - pwf) \cdot \Delta \tau.$$

Здесь f – площадь поперечного сечения трубки тока.

Для членов 2-го порядка малости и, учитывая, что

$$\frac{wf \Delta \tau}{M} = v,$$

получим $dl = pdv + vdp = d(pv)$.

Вспомним понятие *энтальпии*, которое было введено при анализе изобарного газового процесса и ее выражение, имеющее вид $i = u + pv$.

В результате первый закон термодинамики для движущегося газа будет иметь следующую форму

$$dq = di + d\left(\frac{w^2}{2}\right).$$

В интегральной форме:

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}.$$

Адиабатное истечение газа из сосуда неограниченной емкости

Рассмотрим истечение газа из неограниченной емкости через суживающееся сопло (рис. 30). Основными искомыми величинами при истечении газов являются скорость истечения u и массовый расход газа G .

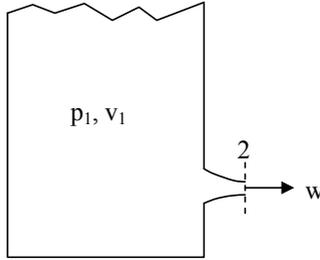


Рис. 30. Истечение газа из сосуда неограниченной емкости

При истечении теплообменом с окружающей средой можно пренебречь и считать процесс адиабатным $dq = 0$. Тогда из первого закона термодинамики будем иметь

$$di + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0.$$

Интегрируя, получим

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = i_1 - i_2.$$

Так как $w_1 \ll w_2$, то

$$w = \sqrt{2(i_1 - i_2)}.$$

Если w [м/с], i [кДж/кг], то

$$w = 44,72\sqrt{(i_1 - i_2)}.$$

Если газ не совершает технической работы, то есть $p dv = 0$, то $w dw = -v dp$.

Интегрируя, получим

$$\frac{w^2}{2} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

Так как истечение принято адиабатным, то

$$p v^k = \text{const} = p_1 v_1^k$$

$$v = v_1 \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{k}}.$$

Откуда окончательно получаем

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

Массовый расход, по определению, есть произведение плотности на скорость и площадь поперечного сечения:

$$G = \rho \cdot w \cdot f,$$

где ρ – плотность газа в [кг/м³]; f – площадь поперечного сечения на выходе из сопла.

Выразим расход через термодинамические параметры газа v и p , принимая во внимание, что $v = 1/\rho$. В результате получим следующее уравнение расхода:

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

Анализ уравнения расхода: при $p_2 = p_1$, $G = 0$; при $p_1 > 0$, $p_2 = 0$, $G = 0$ – истечение в пустоту. Здесь нулевой расход противоречит второму закону термодинамики (рис. 31).

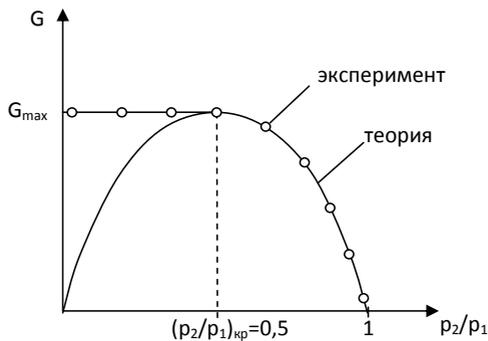


Рис. 31. График изменения расхода в зависимости от соотношения p_2/p_1

Правая теоретическая ветвь совпадает с экспериментом. Установлено, что при $(p_2/p_1)_{кр} = 0,5$ массовый расход $G = G_{max}$, а скорость истечения равна скорости звука. При $p_2/p_1 < (p_2/p_1)_{кр}$ скорость истечения равна скорости звука $w = const = a$.

Таким образом, существуют два режима истечения:

I режим – докритический: $1 \geq \frac{p_{min}}{p_{max}} > 0,528$ или $1 < \frac{p_{max}}{p_{min}} \leq 2$;

II режим – критический: $\frac{p_{min}}{p_{max}} < 0,528$ или $\frac{p_{max}}{p_{min}} \geq 2$.

Критическая скорость, выраженная через термодинамические параметры в неограниченной емкости v_1, p_1 , найдется как

$$w^* = a = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} v_1 p_1}.$$

Критическая скорость, выраженная через параметры в выходном сечении, равна $w^* = \sqrt{v^* p^* k}$.

Истечение из комбинированных сопел (сужение – расширение)

Рассмотрим сопло, состоящее из двух участков: суживающегося и расширяющегося (рис. 32).

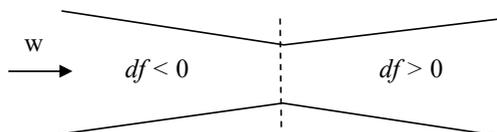


Рис. 32. Комбинированное сопло

Массовый расход, как было указано выше, определяется из соотношения

$$G = \frac{w \cdot f}{v}.$$

Из закона сохранения массы вдоль трубки тока для любого поперечного сечения имеем $G = \text{const}$.

Дифференцируя это выражение, получим уравнение постоянства расхода, иначе называемое уравнением неразрывности, в дифференциальной форме

$$\frac{df}{f} + \frac{dw}{w} - \frac{dv}{v} = 0.$$

Продифференцируем уравнение адиабаты $p v^k = \text{const}$. Получим

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

Из первого закона термодинамики для движущегося газа при отсутствии работы расширения, которую называют технической работой, имеем $w dw = -v dp$. Или иначе, разделив на $v p$,

$$\frac{dp}{p} = - \frac{w dw}{v p}.$$

Подставляя предыдущее выражение в последнее, а затем в уравнение неразрывности, получим уравнение, которое называют *уравнением Гюгонио*:

$$\frac{df}{f} = -\frac{dw}{w}(1 - M^2),$$

где $M = \frac{w}{a}$ – число Маха (отношение местной скорости к скорости звука); a – скорость звука.

Проанализируем это уравнение.

1. Пусть $M < 1$ (дозвуковое течение). Тогда в конфузорной (сужающейся) части сопла скорость будет возрастать, а в диффузорной (расширяющейся) части сопла падать, что видно на нижеприведенном графике (рис. 33,а).
2. При $M > 1$ – сверхзвуковое течение (рис. 33,б), изменение скорости будет прямо противоположным дозвуковому режиму истечения.
3. $M < 0$, $M = 1$, $M > 1$ – комбинированное сопло Лавала (рис. 33,с). Если в самой узкой части сопла достигается скорость звука, то в диффузоре будет иметь место сверхзвуковое истечение.

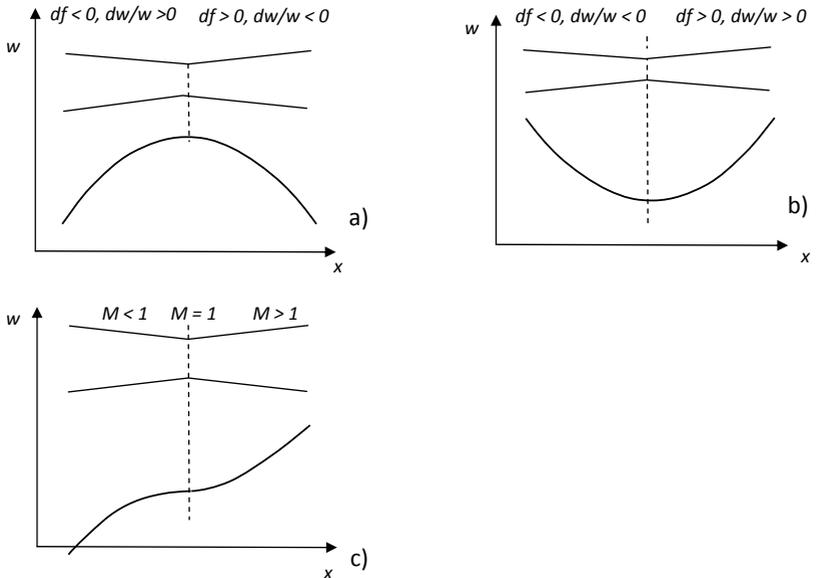


Рис. 33. График изменения скорости потока при различных конфигурациях сопла и режимах течения

Проанализируем температуру адиабатного торможения.

Для течения без трения $i + \frac{w^2}{2} = const.$

Если газ идеальный, то $i = c_p T$. Откуда

$$T + \frac{w^2}{2C_p} = const.$$

Тогда температура адиабатного торможения найдется как

$$T_{AT} = T + \frac{w^2}{2c_p},$$

или

$$T_{AT} = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right).$$

Расчет процесса истечения водяного пара с помощью i - s диаграммы

Рассмотрим процесс истечения водяного пара для двух случаев: истечение без трения и действительный процесс истечения. Так как водяной пар не является идеальным газом, расчет его истечения лучше выполнять не по аналитическим формулам, а с помощью i - s диаграммы.

В первом рассматриваемом случае 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 i - s диаграмме вертикальной прямой 1–2 (рис. 34).

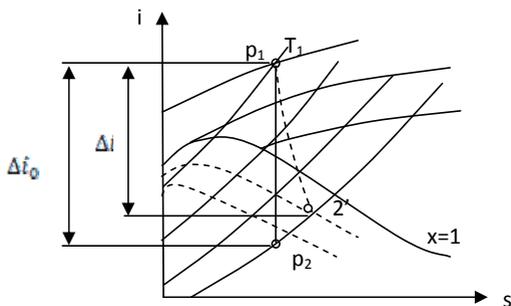


Рис. 34. i - s диаграмма для расчета скорости истечения пара

Скорость истечения рассчитывается по формуле

$$w = \sqrt{2(i_1 - i_2)} = \sqrt{2\Delta i_0},$$

где i_1 — определяется на пересечении линий p_1 и T_1 , а i_2 находится на пересечении вертикали, проведенной из точки 1, с изобарой p_2 — точка 2 (рис. 34).

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

$$w = 44,7\sqrt{i_1 - i_2}.$$

Для второго рассматриваемого случая 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 рис. 34 неравновесный процесс адиабатного расширения пара изображен условно штриховой линией 1—2'. При том же перепаде давлений $p_1 - p_2$ срабатываемая разность энтальпий $i_1 - i_2 = \Delta i$ получается меньше, чем Δi_0 , в результате чего уменьшается и скорость истечения w_2 . Физически это означает, что часть кинетической энергии потока из-за трения переходит в теплоту, а скоростной напор $\frac{w_2^2}{2}$ на выходе из сопла получается меньше, чем при отсутствии трения. Потеря в сопловом аппарате кинетической энергии вследствие трения выражается разностью $\Delta i_0 - \Delta i = i_2' - i_2$. Отношение потерь в сопле к располагаемому теплопадению называется коэффициентом потери энергии в сопле ξ_c :

$$\xi_c = (\Delta i_0 - \Delta i) / \Delta i_0 = 1 - \Delta i / \Delta i_0.$$

Формула для подсчета действительной скорости адиабатного неравновесного истечения

$$w_2 = 44,7\sqrt{(1 - \xi_c)\Delta i_0} = 44,7\varphi_c\sqrt{\Delta i_0}.$$

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

Дросселирование газов и паров

Дросселированием называют процесс, при котором происходит эффект резкого падения давления в месте истечения газа через отверстие в перегородке, установленной в трубопроводе (рис. 35).

При прохождении газа через отверстие его скорость и кинетическая энергия резко возрастают, что сопровождается падением температуры и давления.

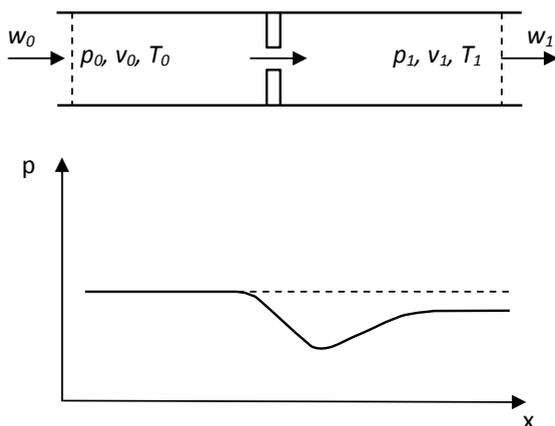


Рис. 35. Схема дросселирования газа

Будем считать, что изменение термодинамических параметров газа при истечении его через отверстие в перегородке происходит без теплообмена с окружающей средой, то есть $dq = 0$. Тогда из первого закона термодинамики для движущегося газа будем иметь

$$di + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0,$$

или в интегральной форме

$$i_0 + \frac{w_0^2}{2} = i_1 + \frac{w_1^2}{2}.$$

Так как поперечное сечение канала до и после дроссельной заслонки не изменилось, то из уравнения неразрывности следует $w_0 = w_1 \ll i$. Откуда получаем уравнение процесса дросселирования: $i_0 = i_1$.

Для идеальных газов энтальпия однозначно определяется температурой. Следовательно, для них температура «до» и «за» дроссельной заслонкой остается постоянной, то есть $T_1 = T_2$. В реальных газах и парах температура будет меняться при изменении давления, причем по-разному. Изменение температуры при дросселировании носит название *эффекта Джоуля-Томсона*. В идеальных газах этот

2. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

2.1. Теплопроводность

Предмет и метод теплопередачи. Понятие теплопроводности. Дифференциальное уравнение теплопроводности. Порядок решения задач теплопроводности. Условия однозначности. Стационарная теплопроводность плоской стенки. Стационарная теплопроводность цилиндрической стенки. Критический диаметр цилиндрической стенки со слоем изоляции. Нестационарная теплопроводность. Подобие процессов нестационарной теплопроводности. Решение задач нестационарной теплопроводности.

Предмет и метод теплопередачи. Виды теплопередачи

В разделе «Теплопередача» изучают самопроизвольные необратимые процессы обмена (переноса) теплоты в пространстве. Предметом изучения теплопередачи, так же как и термодинамики, является модель сплошной среды (макросреды), свойства которой, обусловленные внутренним молекулярным строением, наперед заданы. Это так называемый *феноменологический* подход. К внутренним свойствам среды относятся такие ее характеристики, как плотность, теплоемкость, теплопроводность, вязкость и ряд других. Метод теплопередачи носит феноменологический характер и может быть:

1. *Теоретический* – точное или приближенное решение задачи находится на основе фундаментальных законов теплопереноса без каких-либо дополнительных закономерностей, полученных из эксперимента.

2. *Полуэмпирический* – это означает, что основные фундаментальные законы природы: закон сохранения энергии (первый закон термодинамики), закон сохранения массы (уравнение неразрывности), закон сохранения и изменения импульса (второй закон Ньютона) дополняются эмпирическими зависимостями, справедливыми для узкого класса задач.

3. *Эмпирический* – решение задачи находится на основании обработки экспериментальных данных.

В зависимости от механизма переноса тепла различают три вида теплопередачи: *теплопроводность*, *конвективный теплообмен*, *лучистый теплообмен*.

Передача тепла *теплопроводностью* осуществляется за счет молекулярного переноса теплоты в сплошной среде. Обусловлен такой перенос разностью температур в различных точках среды.

Конвективным теплообменом называется процесс переноса теплоты совместно с макроскопическими элементами среды при их перемещении и молекулами. Частный случай конвективного теплообмена – *теплоотдача*. *Теплоотдачей* называют *конвективный теплообмен* между движущейся средой и твердым телом либо между жидкостью и газом через поверхность раздела фаз.

Лучистый теплообмен или *теплообмен излучением* – это процесс, при котором внутренняя энергия вещества превращается в энергию излучения, а затем поглощается другим веществом, которое оказалось на пути распространения электромагнитных волн. Длина волны при тепловом излучении находится в диапазоне 0,4–40 мкм.

В природе чаще всего теплота переносится всеми тремя способами. Такой процесс называется *теплопередачей*. Экспериментально установлено, что количество теплоты, переданное в результате *теплопередачи*, пропорционально разности температур, поверхности теплообмена и времени процесса:

$$Q = k(t_1 - t_2)F\Delta\tau,$$

где k – коэффициент теплопередачи; t_1, t_2 – температуры горячей и холодной сред; F – площадь поверхности теплообмена; $\Delta\tau$ – интервал времени, за который происходит теплообмен.

Передача теплоты *теплопроводностью* происходит в неподвижной среде и определяется как:

$$Q = \frac{1}{R}(t_1 - t_2) F \Delta\tau,$$

где R – тепловое сопротивление; t_1, t_2 – температура горячей и холодной частей среды.

При *конвективном теплообмене* количество тепла, переданное подвижной средой неподвижной, так же как и в предыдущих видах теплообмена, пропорционально разности температур, площади поверхности теплообмена и интервалу времени (закон *Ньютона-Рихмана*):

$$Q = \alpha(t_f - t_w)F\Delta\tau,$$

где α – коэффициент конвективного теплообмена (коэффициент теплоотдачи); t_f, t_w – температура теплоносителя и температура стенки.

Основное уравнение лучистого теплообмена имеет вид:

$$Q = \varepsilon_{\text{п}} C_o \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F \Delta\tau,$$

где $\varepsilon_{\text{п}}$ – приведенная степень черноты; C_o – излучательная способность абсолютно черного тела.

Стационарная теплопроводность

Решить задачу теплопроводности означает найти распределение температур в неподвижной среде и термическое сопротивление среды. Распределение температур иначе называют температурным полем. *Температурное поле* – это совокупность значений температур в теле в зависимости от пространственных координат и времени. Если температурное поле зависит только от пространственных координат, то оно называется *стационарным температурным полем*. В противном случае будет иметь место *нестационарное температурное поле*. Графически температурные поля изображают в виде линий постоянной температуры – изотерм (рис. 37). Для характеристики тепловых полей вводят понятие температурного градиента, который вычисляется как изменение температуры в направлении, перпендикулярном изотермам

$$\text{grad } T = \lim \frac{T_2 - T_1}{\Delta n} = \frac{dT}{dn}.$$

Из этого выражения следует, что чем гуще изотермы, тем выше градиент температур (рис. 37).

Опытным путем установлено, что тепловой поток q в теле пропорционален температурному градиенту, то есть

$$q = -\lambda \text{ grad } T,$$

где λ – коэффициент теплопроводности. Это выражение носит название закона Фурье для теплопроводности. Коэффициент теплопроводности является теплофизической характеристикой переносных свойств среды и зависит в общем случае от температуры. Чем ниже коэффициент теплопроводности, тем большее тер-

мическое сопротивление у тела, тем меньший тепловой поток это тело может пропустить. Самая низкая теплопроводность у газов: $\lambda_{г} = 0,01-0,1$ [вт/м град]. Для жидкостей коэффициент теплопроводности на порядок выше: $\lambda_{ж} = 0,1-0,7$. У строительных материалов $\lambda = 0,04-0,8$. Самая высокая теплопроводность у металлов $\lambda = 14-400$, в частности у меди $\lambda_{cu} = 400$.

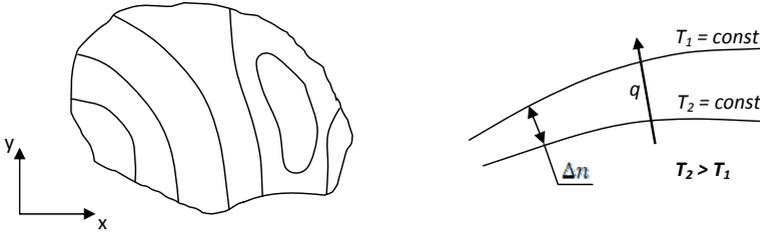


Рис. 37. Стационарное температурное поле

Процессы переноса тепла теплопроводностью описываются *дифференциальным уравнением теплопроводности*, которое получается из первого закона термодинамики для бесконечно малого объема среды, то есть для точки. Данное уравнение называется *уравнением энергии* и имеет следующий вид:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}.$$

Член в левой части уравнения энергии представляет собой изменение внутренней энергии тела в точке, а правая часть — это тепловой поток, пришедший в данную точку. Если изменений внутренней энергии в течение времени нет, то такой процесс называют *стационарным*, а левый член в дифференциальном уравнении энергии равен нулю. В этом случае *дифференциальное уравнение теплопроводности для стационарного процесса* принимает вид:

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} = 0.$$

Рассмотрим общий порядок решения задач теплопроводности.

1. Постановка задачи.

1.1. Выбирается система координат исходя из геометрических соображений.

1.2. Составляется математическое описание задачи, которое включает:

- основное дифференциальное уравнение энергии в выбранной системе координат;
- условия однозначности. *Условия однозначности* позволяют получить единственное решение дифференциального уравнения. Условия однозначности включают: 1) геометрию расчетной области; 2) физические условия, характеризующие физические свойства среды и тела (λ , ρ , c); 3) начальные условия, характеризующие распределение температуры в теле в начальный момент времени; 4) граничные условия, определяющие условия теплообмена на геометрической границе.

Начальные условия необходимы при рассмотрении *нестационарных* процессов.

Граничные условия могут быть заданы несколькими способами:

- 1) *граничные условия 1-го рода* – задается распределение температуры на границе (поверхности) тела $T_w = f(x, y, z, \tau)$;
- 2) *граничные условия 2-го рода* – задается величина теплового потока на границе $q_w = f(x, y, z, \tau)$;
- 3) *граничные условия 3-го рода* – задается температура окружающей среды и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой $q_w = \frac{\alpha}{\lambda}(T_w - T_f)$;
- 4) *граничные условия 4-го рода* – задается равенство тепловых потоков и температур при контакте двух тел (сопряженная задача)

$$(T_1)_w = (T_2)_w, \quad \lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \right)_w = \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial n} \right)_w$$

Дифференциальное уравнение с условиями однозначности дает полную математическую формулировку задачи.

2. Решение.

2.1. Решить задачу теплопроводности означает найти поле температур, тепловой поток и термическое сопротивление тела. На практике достаточно по заданной температуре на границах найти

тепловой поток (прямая задача) или по заданному тепловому потоку найти разность температур на границах (обратная задача). Для этого подбирается близкая расчетная схема и вычисляется тепловое сопротивление.

2.2. Находится $Q = \frac{1}{R} \Delta T \cdot F \cdot \Delta \tau$, или $\Delta T = qR$.

Ниже рассмотрим примеры решения некоторых задач теплопроводности по описанному алгоритму.

Решение задач стационарной теплопроводности

Теплопроводность плоской стенки

Постановка задачи. Геометрия расчетной области представляет собой полубесконечную плоскую пластину, имеющую толщину δ (рис. 38). Выбор системы координат здесь очевиден – это декартова система координат.

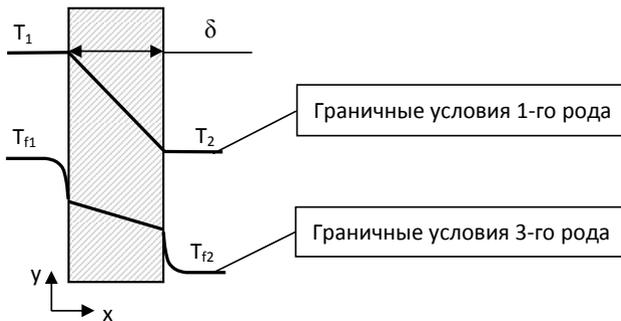


Рис. 38. К задаче о стационарной теплопроводности плоской стенки

Математическое описание задачи

Левая граница пластины имеет температуру T_1 , правая – температуру T_2 , как показано на рис. 38. Данное условие соответствует граничным условиям 1-го рода. На математическом языке такую задачу называют *краевой задачей Дирихле*. Основным расчетным уравнением является дифференциальное уравнение энергии для стационарной теплопроводности. Выразим тепловой поток через градиент температуры согласно закону Фурье и подставим в исходное уравнение энергии. В векторной форме при наличии внутренних источников тепла уравнение энергии примет следующий вид:

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_v = 0.$$

При отсутствии внутренних источников тепла ($q_v = 0$) вместо предыдущего выражения получаем уравнение Лапласа

$$\nabla^2 T = 0.$$

В нашем случае температура изменяется только вдоль оси x . Для одномерного случая уравнение Лапласа принимает вид:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0.$$

Граничные условия 1-го рода:

$$x = 0, \quad T = T_1;$$

$$x = \delta, \quad T = T_2.$$

Решение. Проинтегрируем дважды одномерное уравнение Лапласа, получим:

$$T = C_1 x + C_2.$$

Константы интегрирования найдем с помощью граничных условий. В результате окончательное решение примет вид:

$$T = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{\delta} x.$$

Или в безразмерной форме

$$\Theta = 1 - X, \quad \text{где } \Theta = \frac{T - T_1}{T_2 - T_1}, \quad X = \frac{x}{\delta}.$$

График изменения температуры поперек пластины показан на рис. 38. Чтобы найти тепловой поток через пластину, надо продифференцировать выражение для T и подставить в закон Фурье. В результате получим выражение для удельного теплового потока в виде

$$q = -\lambda \cdot \text{grad}T = \frac{\lambda}{\delta} (T_2 - T_1) = \frac{1}{R} (T_2 - T_1).$$

Здесь $R = \frac{\delta}{\lambda}$ – термическое сопротивление.

Как видим, *термическое сопротивление* пропорционально толщине пластины и обратно пропорционально коэффициенту теплопроводности.

Граничные условия 3-го рода

Предыдущая задача предполагала, что плоская стенка является перегородкой между двумя неподвижными средами с различной температурой. Теперь усложним условия и будем считать, что стенка омывается потоками с различной температурой, то есть имеет место конвективный теплообмен между жидкостями и стенкой.

Предположим, что нам известны коэффициент конвективного теплообмена α между стенкой и омываемой ее средой и температуры сред. Тогда вместо граничных условий 1-го рода следует применить граничные условия 3-го рода.

Решение

В соответствии с законом Ньютона-Рихмана:

$$q = \alpha_1(T_{f1} - T_{w1}),$$

температура стенки 1 определится как:

$$T_{w1} = T_{f1} - q \frac{1}{\alpha_1}.$$

Аналогично находим температуру стенки 2:

$$T_{w2} = T_{f2} + q \frac{1}{\alpha_2}.$$

Распределение температуры поперек стенки находим так же, как и в предыдущей задаче – интегрированием уравнения энергии

$$T = T_{w1} - \frac{T_{w1} - T_{w2}}{\delta} x.$$

Найдем тепловой поток, продифференцировав это выражение и подставив в него значения температур на стенке из предыдущих уравнений. Получим:

$$q = k(t_{f1} - t_{f2}).$$

Здесь $k = 1/R = 1/\left(\frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}\right)$ – коэффициент теплопередачи, обратный термическому сопротивлению.

Таким образом, все искомые величины найдены.

Теплопроводность цилиндрической стенки

Постановка задачи. Расчетная область показана на рис. 39. Она представляет собой цилиндрическую трубу с внутренним радиусом r_1 и наружным радиусом r_2 . Для данной геометрии предпочтительна цилиндрическая система координат. В этом случае температура будет зависеть только от радиуса. Коэффициент теплопроводности $\lambda = \text{const}$.

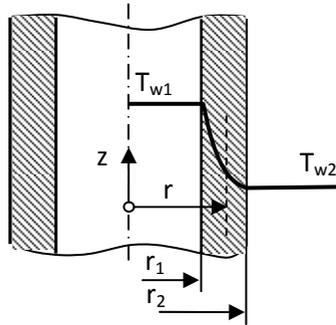


Рис. 39. К задаче о стационарной теплопроводности цилиндрической стенки

Математическое описание задачи

Уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

Граничные условия 1-го рода:

$$r = r_1, \quad T = T_{w1};$$

$$r = r_2, \quad T = T_{w2}.$$

Решение

Найдем решение методом замены переменных. Введем вспомогательную переменную $u = \frac{\partial T}{\partial r}$. Тогда дифференциальное уравнение запишется как:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} = 0$$

или

$$\frac{\partial u}{u} + \frac{\partial r}{r} = 0.$$

Интегрируя, получаем

$$\ln u + \ln r = \ln C_1;$$

$$\text{или } u = \frac{C_1}{r};$$

$$\text{или } \partial T = C_1 \frac{\partial r}{r}.$$

Интегрируя еще раз, находим окончательное решение:

$$T = C_1 \ln r + C_2.$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 определяем по граничным условиям:

$$\begin{aligned} T_{w1} &= C_1 \ln r_1 + C_2; \\ T_{w2} &= C_1 \ln r_2 + C_2; \\ C_1 &= \frac{T_{w1} - T_{w2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}}; \quad C_2 = T_{w1} - (T_{w1} - T_{w2}) \frac{\ln r_2}{\ln \frac{r_1}{r_2}}. \end{aligned}$$

Откуда получаем окончательное выражение для температуры:

$$T = T_{w1} - (T_{w1} - T_{w2}) \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{\ln \frac{r_1}{r_2}}.$$

Тепловой поток найдем из закона Фурье, продифференцировав предыдущее выражение и умножив на площадь внутренней стенки:

$$Q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} F = \lambda \frac{2\pi l (T_{w1} - T_{w2})}{\ln \frac{r_2}{r_1}}.$$

Из этого уравнения можно выделить выражение для термического сопротивления на единицу длины цилиндрической поверхности:

$$R_l = \frac{2}{\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}.$$

Определение критического диаметра цилиндрической стенки

Следующая задача – это теплопроводность цилиндрической стенки со слоем изоляции и граничными условиями 3-го рода, как показано на рис. 40.

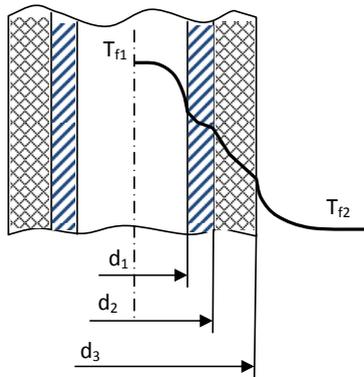


Рис. 40. К задаче о теплопроводности цилиндрической стенки со слоем изоляции

Тепловое сопротивление на единицу длины сложится из тепловых сопротивлений теплоотдачи с внутренней и внешней стороны, а также тепловых сопротивлений стенки трубы и изоляции:

$$R_l = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_{из}} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}.$$

Удельный тепловой поток на единицу длины определится как

$$q_l = k_l \pi (T_{f1} - T_{f2}).$$

Здесь $k_l = 1/R_l$ – коэффициент теплопередачи.

Температуры стенок найдутся как:

$$T_{w1} = T_{f1} - \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_1 d_1}; \quad T_{w3} = T_{f2} + \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_3}.$$

Пусть $\alpha_1, d_1, d_2, \lambda_1, \lambda_{из} = \text{const}$, а изменяется только наружный диаметр изоляции d_3 . На рис. 41 показан график изменения термического сопротивления при заданных условиях.

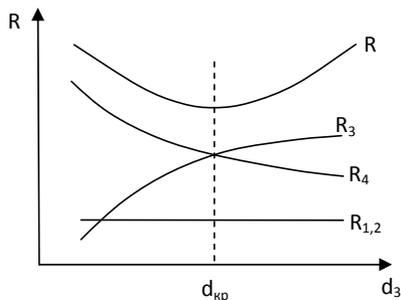


Рис. 41. График изменения термического сопротивления цилиндрической стенки в зависимости от наружного диаметра

Продифференцировав выражение для термического сопротивления и приравняв его нулю, найдем величину критического диаметра, при котором R будет минимальным

$$d_{кр} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2}.$$

При данном $d_{кр,из}$ термическое сопротивление минимально, а теплотери наибольшие. Если $d_2 < d_3 < d_{кр,из}$ с увеличением d_3 теплотери будут расти. Следовательно, для эффективной работы изоляции необходимо, чтобы $d_3 \geq d_{кр,из}$.

Нестационарная теплопроводность

Отличие процессов нестационарной теплопроводности от процессов стационарной теплопроводности состоит в том, что температура системы тел изменяется не только от точки к точке, но и с течением времени. В промышленности эти процессы имеют место во время нагревания (охлаждения) при термической обработке деталей, обжиге кирпичей, вулканизации резины, в производстве стекла, при пуске или остановке различных теплообменных устройств, энергетических агрегатов и т. д. Среди практических задач нестационарной теплопроводности важнейшее значение имеют две группы процессов: а) тело стремится к тепловому равновесию; б) температура преодолевает периодические изменения. К первой группе относятся процессы прогрева или охлаждения тел, помещенных в среду с заданным тепловым состоянием, например, прогрев заготовок в печи, охлаждение закаливаемой стали и т. д. Ко второй группе относятся процессы в периодически действующих подогревателях (термостаты), тепловых регенераторах и т. д.

Дифференциальное уравнение теплопроводности при отсутствии внутренних источников тепла для трехмерного случая в декартовой системе координат имеет вид:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right).$$

Условия однозначности задаются в виде:

- физических параметров: λ , c_p , ρ ;
- формы и размеров объекта: $l_0, l_1, l_2, \dots, l_n$;
- температуры тела в начальный момент времени:

$$\tau = 0 \quad t = t_0 = f(x, y, z);$$

- граничных условий, как правило, 3-го рода:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w = - \frac{\alpha}{\lambda} (t_w - t_f).$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности совместно с условиями однозначности дает законченное математическое описание рассматриваемой задачи.

Подобие процессов нестационарной теплопроводности

Для получения решений в обобщенном виде, для правильной обработки экспериментальных данных применяют *теорию подобия*. Теория основана на принципе подобия физических явлений. Эти принципы формулируются следующим образом: два физических явления считаются подобными, если:

- 1) дифференциальные уравнения, которыми они описываются, имеют одинаковую форму;
- 2) физические величины, определяющие это явление, в сходственных точках отличаются лишь масштабом;
- 3) безразмерные комплексы, составленные из размерных величин при приведении дифференциальных уравнений к безразмерному виду, которые называются *критериями подобия*, равны;
- 4) равны безразмерные условия однозначности.

Следствием этих признаков является следующее утверждение: если физические явления подобны, то результаты решения дифференциальных уравнений тоже будут подобны. Это позволяет полученное частное решение, представленное в обобщенном виде, использовать для расчета задач в широком диапазоне изменения граничных и начальных условий.

В качестве примера применения теории подобия возьмем две пластины из разных материалов, имеющих разные размеры, которые участвуют в нестационарном теплообмене. Температурное поле как одной, так и другой пластины определяется дифференциальными уравнениями энергии одномерной нестационарной теплопроводности

$$\begin{array}{l} \text{1-я пластина:} \\ \frac{\partial T_1}{\partial \tau_1} = a_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2}. \end{array}$$

$$\begin{array}{l} \text{2-я пластина:} \\ \frac{\partial T_2}{\partial \tau_2} = a_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x_2^2}. \end{array}$$

Здесь $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ – коэффициент температуропроводности.

Пусть в сходственных точках все физические величины пропорциональны (рис. 42).

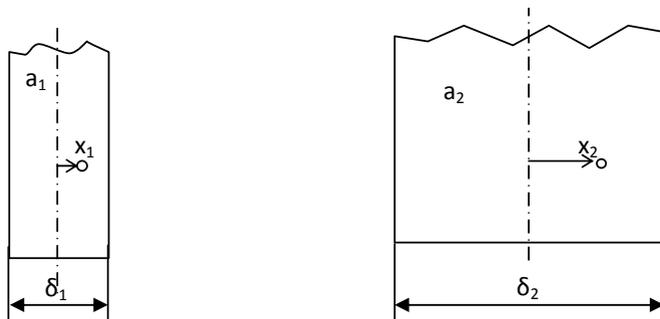


Рис. 42. К вопросу о подобии физических процессов

В этом случае можно записать:

$$\begin{aligned}x_2 &= k_x x_1; \\T_2 &= k_T T_1; \\tau_2 &= k_\tau \tau_1; \\a_2 &= k_a a_1,\end{aligned}$$

где k_x — геометрический коэффициент пропорциональности; k_T — температурный коэффициент пропорциональности; k_τ — временной коэффициент пропорциональности; k_a — теплофизический коэффициент пропорциональности.

Подставим во второе дифференциальное уравнение теплопроводности введенные соотношения:

$$\frac{k_T \partial T_1}{k_\tau \partial \tau_1} = \frac{k_a k_T}{k_x^2} a_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2}$$

или

$$\frac{\partial T_1}{\partial \tau_1} = \frac{k_a k_T}{k_x^2} a_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x_1^2}.$$

Если

$$\frac{k_a k_T}{k_x^2} = 1,$$

то оба уравнения теплопроводности для первой и второй пластины совпадают. Следовательно, последнее равенство и является условием подобия. Иначе его можно записать как:

$$\frac{a_1 \tau_1}{x_1^2} = \frac{a_2 \tau_2}{x_2^2}.$$

Безразмерные комплексы, составленные из размерных величин, называются критериями подобия. В частности, данный комплекс носит название критерия Фурье:

$$\frac{\alpha \tau}{x^2} = Fo,$$

а условием подобия процессов переноса тепла есть равенство:

$$Fo_1 = Fo_2.$$

Критерий Фурье представляет собой отношение скорости переноса тепла теплопроводностью к скорости аккумуляции энергии в материале.

Помимо критерия Фурье можно составить температурный критерий (безразмерная температура):

$$\theta = \frac{T - T_{\text{н}}}{T_{\text{к}} - T_{\text{н}}}, \quad 0 \leq \theta \leq 1,$$

а из условий однозначности критерий Био Bi :

$$Bi = \frac{\alpha}{\lambda_{\text{ст}}} \delta.$$

Критерий Био выражает отношение термического сопротивления за счет теплопроводности к конвективному термическому сопротивлению или, иначе, отношение внутреннего термического сопротивления к внешнему термическому сопротивлению.

Дифференциальное уравнение теплопроводности в безразмерном виде выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{Fo} \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{\tau}} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{x}^2},$$

где $\tilde{\tau} = \tau / L_{\tau}$, $\tilde{x} = x / \delta$ – безразмерное время и безразмерная пространственная координата.

Теоремы подобия физических процессов

В основе теории подобия лежат три теоремы.

1. *Теорема Ньютона*: подобные явления имеют равные критерии подобия. В случае нестационарной теплопроводности имеем:

$$Fo = idem, Bi = idem, \theta = idem, L = idem.$$

2. *Теорема Бэкингема*: число независимых безразмерных комбинаций из размерных физических переменных, существенных в рас-

считываемой задаче, равно общему числу этих переменных $n(\rho, \mu, \alpha, \dots)$ за минусом основных размерных величин m .

3. *Теорема Кирпичева*: критерии подобия должны состояться из величин, входящих в граничные условия, а также удобно измеряемых в опытах.

Результаты экспериментов и расчетов, как правило, представляются в критериях подобия. Уравнения, составленные из критериев подобия, называются *критериальными уравнениями*. На основе критериальных уравнений строятся графики зависимости безразмерной температуры от критериев Фурье и Био (рис. 43).

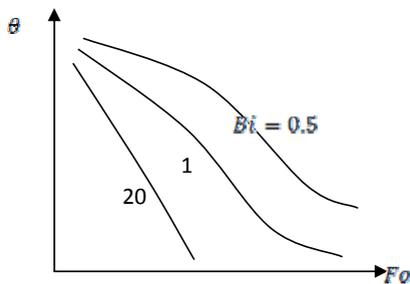


Рис.43. Графики зависимости температуры от критериев подобия

Характерные значения критериев подобия:

- 1) $Fo > 4$ — теплообмен закончился. $T \rightarrow T_{кон}$;
- 2) $Fo > 0,1$ — темп охлаждения/нагрева максимальный;
- 3) $Bi < 0,1$ — случай охлаждения/нагрева высокотеплопроводного тела. Распределение температур в теле равномерное;
- 4) $Bi > 20$ — случай охлаждения тела с малой теплопроводностью. Распределение температуры тела неравномерное.

Порядок решения задач нестационарной теплопроводности

Решение задач нестационарной теплопроводности осуществляется по следующему алгоритму:

1. Вычисляем критерии подобия Fo, Bi :

$$Fo = \frac{\alpha \tau}{\delta^2}, \quad Bi = \frac{\alpha \delta}{\lambda_{cm}}$$

2. По графику зависимости $\theta(Fo, Bi)$ определяем θ .

3. По θ и значениям $t_{нач}$, $t_{кон}$ находим текущую температуру:

$$t = t_{нач} + \theta(t_{кон} - t_{нач}).$$

4. Определяем количество тепла, отданное/полученное телом в момент времени τ :

$$Q = \rho c_p V(t_{cp} - t_f),$$

где ρ – плотность нагреваемого тела; c_p – теплоемкость тела; V – объем тела; t_{cp} – средняя температура тела в момент времени; t_f – температура окружающей среды.

Контрольные вопросы

1. Как передается теплота в процессе теплопроводности?
2. Как связаны тепловой поток и градиент температуры в соответствии с гипотезой Фурье?
3. Каков закон распределения температуры по толщине плоской и цилиндрической стенок?
4. Всегда ли с увеличением толщины изоляции цилиндрической трубы тепловой поток через нее уменьшается? По какому условию выбирается изоляция трубы?
5. В чем состоит отличие процессов нестационарной теплопроводности от процессов стационарной теплопроводности?
6. Каковы основные положения теории подобия физических явлений?
7. Какова методика расчета нагрева и охлаждения простейших тел с помощью критериев Био Фурье?

2.2. Конвективный теплообмен

Основные понятия. Уравнения конвективного теплообмена. Подобие процессов конвективного теплообмена. Задачи конвективного теплообмена. Теплоотдача при свободной конвекции.

Основные понятия. Уравнения конвективного теплообмена

Под *конвективным теплообменом* понимают процесс переноса тепла движущейся жидкостью или газом. В результате тепло передается не только за счет молекулярного взаимодействия движущейся среды со стенкой, но и за счет переноса макрочастицами среды. Результа-

рующий поток тепла от горячей среды к холодной при конвективном теплообмене определяется на основе закона *Ньютона-Рихмана* и пропорционален разности температур теплоносителя и стенки (температурному напору), поверхности теплообмена и времени:

$$Q = \alpha(t_w - t_p)F\Delta\tau.$$

Отсюда, задача *конвективного теплообмена* сводится к отысканию значения коэффициента теплоотдачи α .

Теплоотдача — это сложный процесс, зависящий от большого числа факторов $\alpha = f(L, Re, Gr, Pr, T, \rho, \lambda, \nu, \nu_p, \dots)$ и по-разному протекающий в зависимости от природы возникновения движения жидкости. Различают вынужденную и естественную конвекцию.

При *вынужденной конвекции* жидкость движется за счет внешних сил давления со стороны лопастей вентилятора, цилиндров компрессора и т. д.

Естественная конвекция возникает за счет разности плотностей нагретых и холодных масс жидкости. Это движение всецело определяется тепловыми условиями процесса. По существу, в конвективном теплообмене приходится решать не только тепловую, но и гидродинамическую задачу. Данная задача, в свою очередь, зависит от *режима движения* жидкости. Существуют два режима движения: *ламинарное* (струйчатое) и *турбулентное* (хаотичное).

При *ламинарном течении* перенос тепла и импульса перпендикулярно основному потоку происходит за счет молекулярного взаимодействия соседних слоев жидкости. В *турбулентном* потоке механизм поперечного переноса более сложный. Помимо молекулярного взаимодействия добавляется перенос за счет вихревых макрочастиц жидкости, называемых турбулентными молями.

Имеется несколько гипотез, положенных в основу математического описания задачи конвективного теплопереноса. Дадим им краткую характеристику.

1. Условие прилипания. Считается, что жидкость, соприкасающаяся с твердой стенкой, имеет нулевую скорость. То есть при $y=0$ $u=0$. В реальности данное условие справедливо для большинства физических процессов и нарушается только в разреженных газах. Полное торможение потока на стенке приводит к тому, что вблизи стенки появляется тонкий заторможенный слой, который

называется *пограничным слоем*. Существует как *гидродинамический*, так и *тепловой пограничный слой*. В этом слое имеют место не только максимальные потери на трение при взаимодействии жидкости и твердой стенки (*гидродинамический погранслой*), но он также обладает максимальным термическим сопротивлением по сравнению с основным потоком (*тепловой погранслой*).

2. *Гипотеза Ньютона*. Идея о силах сопротивления движения тел в жидкости, связанная с трением, была высказана Ньютоном. Предполагалось, что силы внутреннего трения (касательные напряжения) между отдельными слоями жидкости пропорциональны поперечной скорости сдвига слоев жидкости (рис. 44):

$$\tau = \mu \frac{du}{dy}.$$

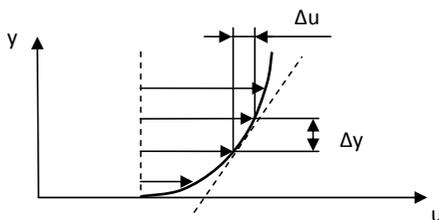


Рис. 44. К вопросу о внутреннем трении

Коэффициент пропорциональности μ [Па · с] носит название *динамической вязкости*. Помимо динамической вязкости вводится понятие *кинематической вязкости*

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \text{ [м}^2\text{/с]}.$$

Из рис. 44 видно, что чем сильнее наклон касательной к профилю скорости, тем выше внутреннее трение. У стенки трение максимально.

Все жидкости и газы, удовлетворяющие уравнению Ньютона, называют *ньютоновскими*. К ним относится подавляющее большинство жидкостей и газов. Жидкости, содержащие высокомолекулярные соединения, например, кровь, сильно пластичные материалы, такие как жидкие пластмассы и проч., не удовлетворяют условию пропорциональности сдвиговых напряжений и скоростей деформаций.

Это так называемые неньютоновские жидкости. Для таких жидкостей из опыта находятся свои *реологические* закономерности.

3. *Гипотеза Буссинеска*. Эта гипотеза относится к турбулентному течению. Им было введено понятие вихревой вязкости по аналогии с молекулярной вязкостью Ньютона. Также было постулировано, что турбулентные касательные напряжения пропорциональны скоростям сдвиговых деформаций. Коэффициент пропорциональности носит название вихревой вязкости μ_t :

$$\tau_t = \mu_t \frac{du}{dy}.$$

4. *Гипотеза Стокса*. Английский физик Стокс предположил, что тензор напряжений линейно зависит от скоростей деформации. Данная гипотеза была положена в основу уравнения гидродинамики, которое носит название *уравнение Навье-Стокса*.

5. *Гипотеза Фурье*. Эта гипотеза упоминалась ранее, когда рассматривалась задача теплопроводности. В соответствии с ней тепловой поток пропорционален градиенту температуры:

$$q = -\lambda \text{grad}T.$$

Эта же гипотеза в виде *закона Фурье* имеет место при выводе уравнения энергии в задаче конвективного теплообмена.

Все многообразие процессов конвективного теплообмена с учетом вышеприведенных гипотез описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

- уравнением движения;
- уравнением сплошности (неразрывности);
- уравнением энергии;
- уравнением состояния.

Уравнение движения (уравнение Навье-Стокса) формулируется на основе второго закона Ньютона применительно к движущейся жидкости или газу:

$$\rho \frac{DV}{Dt} = F + \text{div}P.$$

Левая часть этого выражения представляет собой произведение массы на ускорение элементарного объема (точки). В правой части две группы сил, действующих на элементарный объем: объемные F и поверхностные P . Под объемными подразумевают силы, действу-

ющие на весь объем в целом. Это – силы тяжести, силы инерции. Поверхностные силы – это силы, действующие на поверхность элементарного объема, такие как давление, нормальные и касательные напряжения.

Уравнение неразрывности или *сплошности* отражает закон сохранения массы. В соответствии с данным законом сумма потоков массы через поверхность элементарного объема равна накоплению/убыли массы в этом объеме. В дифференциальной форме для элементарного объема *уравнение неразрывности* представляется в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}).$$

Левая часть – это накопление массы в элементарном объеме, а правая часть – поток массы через поверхность элементарного объема.

Уравнение энергии получается на основе первого закона термодинамики (закона сохранения энергии) применительно к движущейся среде. С учетом гипотезы Фурье о линейной зависимости теплового потока и градиента температуры уравнение энергии имеет вид:

$$\rho c_p \frac{DT}{D\tau} = \operatorname{div}[(\lambda + \lambda_t) \operatorname{grad}T] + q_V.$$

Здесь левая часть есть изменение внутренней энергии элементарного объема. Но в отличие от уравнения теплопроводности, изменение внутренней энергии включает в себя не только ее изменение во времени, но и в пространстве. На это указывает субстанциональная производная по времени. Правая часть данного уравнения есть количество тепла, поступившее от окружающей среды за счет молекулярной и турбулентной диффузии и от внутренних источников q_V .

Точное аналитическое решение системы уравнений конвективного теплопереноса возможно лишь для небольшого числа частных задач. На практике существуют в основном два подхода к решению данной проблемы. Первый – использование численных методов с применением полуэмпирических теорий в широком диапазоне условий однозначности, второй подход – применение критериальных уравнений, обобщающих многочисленные эксперименталь-

ные данные. Есть и другие приближенные аналитические методы, но они сильно ограничены классом решаемых задач и не получили широкого распространения.

Решение задач теплообмена на основе критериальных уравнений – это традиционный подход, который до сих пор не утратил своей актуальности и широко используется инженерами. Его преимущество в простоте и надежности, если задача не выходит за рамки обобщения критериальных уравнений. Недостаток – узость класса задач и невозможность получить надежное решение для сложных геометрий и при большом числе влияющих факторов.

Численные методы получили значительное распространение за последние 25 лет благодаря развитию как самой вычислительной техники, так и появлению эффективных алгоритмов расчета. Их преимущество в универсальности подходов, а недостаток – в необходимости иметь мощную вычислительную технику и совершенное программное обеспечение.

Первый подход называют инженерным, а второй – математическим моделированием. В рамках данного курса будут рассматриваться только инженерные методы расчета на основе критериальных уравнений.

Подобие процессов конвективного теплообмена

При рассмотрении принципов подобия нестационарной теплопроводности было установлено, что для отыскания безразмерных комплексов (*критериев подобия*) необходимо исходные дифференциальные уравнения привести к безразмерному виду. Кроме того, и условия однозначности следует также представить в безразмерном виде.

Все переменные, входящие как в основные уравнения, так и в условия однозначности, делятся на три группы:

- 1) независимые переменные – это пространственные координаты и время;
- 2) зависимые переменные – это α , ϑ , U , p , которые однозначно определяются независимыми переменными при заданных условиях однозначности;

3) постоянные величины – это $U_0, T_0, \theta_w, U_0, \lambda, \mu, \rho$ и др.; они задаются условиями однозначности и для определенной задачи являются постоянными величинами, не зависящими от других переменных.

Для приведения к безразмерному виду выберем масштабы приведения. За масштабы принимают такие физические величины, которые легко поддаются измерению. Например, за линейный масштаб берется толщина стенки или диаметр трубы, за скоростной масштаб – скорость невозмущенного потока или скорость на входе в трубу, за температурный масштаб – разность температур жидкости и стенки и т. д.

Так как искомой величиной в конвективном теплообмене является коэффициент теплоотдачи α , то нужный критерий надо составить из уравнения теплоотдачи. В непосредственной близости от стенки тепло передается только за счет молекулярного взаимодействия независимо от режима течения. Температурный профиль при этом становится линейным. Тогда для определения теплового потока можно использовать закон Фурье:

$$q = -\lambda(\partial T/\partial n)_{n=0}.$$

С другой стороны, согласно закону Ньютона-Рихмана:

$$q = \alpha(T_w - T_f).$$

Приравнявая друг к другу правые части этих выражений, получаем дифференциальное уравнение теплоотдачи:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\vartheta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial n} \right)_{n=0}.$$

Здесь $\vartheta = T - T_f$ – избыточная температура.

Приводя данное уравнение к безразмерному виду, получим:

$$\frac{\alpha L}{\lambda} = - \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)_{Y=0}.$$

Первый из безразмерных комплексов называют критерием Нуссельта:

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}.$$

В задаче конвективного теплообмена критерий Нуссельта является искомой величиной, поскольку в него входит определяемая величина коэффициента теплоотдачи α . Внешне критерий Нуссельта

похож на критерий Био $Bi = \frac{\alpha \delta}{\lambda_{ст}}$, выведенный при рассмотрении нестационарной теплопроводности с граничными условиями 3-го рода. Однако критерий Био составлен из постоянных величин, задающих условия однозначности, в то время как в критерий Нуссельта входит зависимая переменная, которую предстоит определить.

Приводя к безразмерному виду уравнения движения и энергии, можно получить еще ряд критериев, которые будут использоваться для решения конкретных задач. Важнейшими из них являются:

- критерий *Рейнольдса*, представляющий собой отношение сил инерции к силам вязкости и определяющий характер движения жидкости:

$$Re = \frac{U_0 L}{\nu};$$

- критерий *Прандтля*, характеризующий теплофизические свойства жидкости и представляющий отношение сил вязкости к температуропроводности:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha};$$

- критерий *Пекле*, который представляет собой отношение количества тепла, переносимого конвекцией, к количеству тепла, переносимого теплопроводностью:

$$Pe = \frac{U_0 L}{\alpha}.$$

Полученные критерии подобия можно рассматривать как новые переменные. Так же как и исходные переменные, их можно разделить на три группы: зависимые, независимые и постоянные. Из вышеперечисленных критериев зависимыми переменными является критерий Нуссельта Nu . Независимые переменные – это безразмерные координаты. Кроме того, к независимым можно отнести критерий Рейнольдса (Re) и критерий Пекле (Pe). Последний критерий внешне схож с критерием Re . Критерий Прандтля (Pr) задает теплофизические свойства среды. Он является постоянной величиной.

Таким образом, вместо решения дифференциальных уравнений конвективного теплообмена можно воспользоваться критериальными уравнениями типа:

$$Nu = f(X, Y, Z, Re, Pr, \dots)$$

для отыскания коэффициента теплоотдачи с последующим вычислением теплового потока и термического сопротивления.

Задачи конвективного теплообмена

Теплоотдача при вынужденном продольном обтекании плоской стенки

Пусть плоская поверхность омывается потоком жидкости, скорость и температура которой вдали от твердого тела постоянны и равны соответственно U_0 и T_f . В результате теплота будет переноситься частицами жидкости вниз по течению, а часть тепла за счет внутренних механизмов будет передаваться твердой стенке в поперечном направлении относительно направления потока (рис. 45).

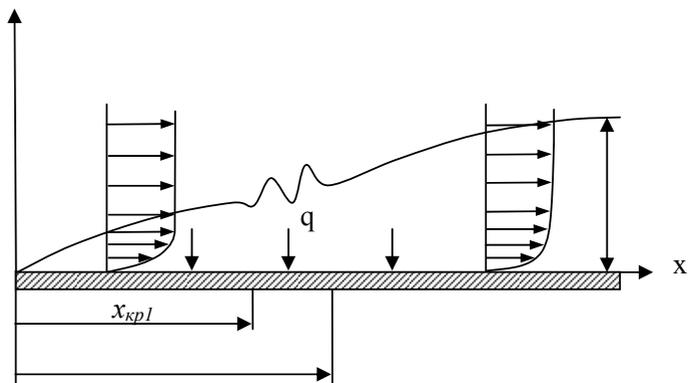


Рис. 45. Схема пограничного слоя

Механизм поперечного переноса как тепла, так и импульса обусловлен либо взаимодействием молекул соседних слоев жидкости, либо к нему добавляется вихревое движение жидких молекул. Поэтому все расчетные выражения в первую очередь будут зависеть от характера течения.

Характер течения вдоль поверхности. Понятие о пограничном слое

Так как вдали от стенки скорость потока не нулевая, а на стенке она равна нулю, то благодаря внутреннему трению у стенки образуется заторможенный слой, в котором скорость и температура изменяются в поперечном направлении. Этот слой называют пог-

раничным. Различают *гидродинамический и тепловой пограничные слои*. Их толщины могут сильно отличаться в зависимости от числа Pr . При $Pr = 1$ толщины совпадают, при $Pr > 1$ тепловой слой тоньше гидродинамического и наоборот. Толщину погранслоя определяют по расстоянию от стенки, при котором скорость и температура отличаются от основного потока на 1%. Внешнее течение, где влияние вязкости незначительно, называют *потенциальным течением* или *ядром потока*.

Течение в пограничном слое может быть как ламинарным, так и турбулентным. Но и в турбулентном пограничном слое вблизи стенки существует вязкий подслой, где турбулентные пульсации затухают, и теплота и импульс передаются только молекулами. Именно наличие хаотично движущихся вихревых молей в турбулентном потоке, многократно усиливающих поперечный перенос тепла и импульса, приводит к тому, что основное термическое сопротивление и трение смещаются к стенке.

Опыт показывает, что переход из ламинарной формы течения в турбулентную происходит на некотором участке, называемом зоной перемежаемости. При расчете теплоотдачи прежде всего необходимо определить, какой характер носит течение. Для этого высчитывается число $Re = U_0 x / \nu$. Если число Рейнольдса меньше критического, которое для пластины примерно равно $Re_{кр} = 1 \cdot 10^4$, то течение следует считать ламинарным, если больше – то турбулентным. Здесь следует оговориться, что развитый турбулентный пограничный слой начинается с чисел Рейнольдса порядка $1 \cdot 10^6$ для пластины.

Расчет коэффициента теплоотдачи при ламинарном обтекании пластины

Критериальное уравнение для расчета теплоотдачи при ламинарном обтекании пластины имеет вид:

$$Nu_x = 0.288 Re_x^{0.5} Pr^{0.33}.$$

Здесь

$$Nu_x = \frac{\alpha x}{\lambda}, Re_x = \frac{U_0 x}{\nu}, Pr = \frac{\nu}{a}.$$

Это выражение позволяет получить локальные значения теплоотдачи. Среднее по длине значение числа Нуссельта найдется как:

$$\overline{Nu}_x = 0.56 Re_x^{0.5} Pr^{0.33}.$$

Пример расчета

Рассчитаем теплообмен пластины длиной $l = 0,1$ м, обтекаемой потоком воздуха со скоростью $0,1$ м/с при разности температур $t_f - t_w = 100^\circ\text{C}$. Расчет проводим по следующему алгоритму.

1. Находим значение числа Pr по справочнику. Для воздуха $Pr = 0,7$.

2. Вычислим значение числа Рейнольдса $Re = \frac{0,1 \cdot 0,1}{1,52 \cdot 10^{-5}} = 658$.

3. Рассчитаем число Нуссельта

$$\overline{Nu}_x = 0,56 Re_x^{0,5} Pr^{0,33} = 0,56 \sqrt{685} \cdot \sqrt[3]{0,7} = 13,4.$$

4. По справочнику находим коэффициент теплопроводности воздуха $\lambda_{\text{возд}} = 2,63 \cdot 10^{-5}$ [кдж/м · град].

$$\bar{\alpha} = \frac{\overline{Nu}_x \lambda}{x} = \frac{13,4 \cdot 2,63 \cdot 10^{-5}}{0,1} = 3,52 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\text{кдж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{град}} \right].$$

5. По уравнению Ньютона-Рихмана определяем количество передаваемого тепла в единицу времени

$$Q = \bar{\alpha} \cdot \Delta T \cdot F = 3,52 \cdot 10^{-3} \cdot 100 \cdot 0,1^2 = 3,52 \cdot 10^{-3} [\text{кдж/с}].$$

Расчет коэффициента теплоотдачи при турбулентном обтекании пластины

Критериальное уравнение при турбулентном течении имеет вид

$$\overline{Nu}_x = 0,0296 Re_x^{0,8} Pr^{0,43}.$$

Для воздуха число Прандтля $Pr = 0,7$, и это уравнение несколько упростится

$$\overline{Nu}_x = 0,0255 Re_x^{0,8}.$$

Порядок расчета остается точно таким же, как это описано в предыдущем примере.

Теплоотдача при вынужденном течении в круглых трубах

Процесс теплоотдачи при течении жидкости в трубах является более сложным по сравнению с теплоотдачей при обтекании плоской стенки неограниченным потоком. В трубах пространство, занятое потоком, ограничено. В результате, начиная с некоторого расстояния от входа в трубу, температура жидкости будет меняться как в поперечном, так и в продольном направлении. Число Рейнольдса, по которому судят о режиме течения, вычисляется в трубах по формуле

$$Re_d = \frac{\bar{U} \cdot d}{\nu},$$

где \bar{U} – средняя скорость на входе; d – внутренний диаметр трубы.

Критическое число Рейнольдса для труб $Re_{кр} \approx 2000$. Ниже этого числа течение *ламинарное*. *Развитое турбулентное* течение начинается с числа Рейнольдса порядка 10^4 . В промежутке между этими значениями существует *переходный режим*.

Помимо учета режима течения необходимо определить расстояние от входа в трубу, на котором влияние вязкости еще не достигло оси трубы. Это так называемый *входной участок*, в котором теплоотдача сильно отличается от участка со стабилизированным течением. Значение входного участка рассчитывают по формуле

$$l_{ст} = d \cdot 0.05 \sqrt[3]{Re Pr}.$$

На этом участке число Нуссельта определяется из выражения:

$$Nu_d = 1.41 \sqrt[3]{Re Pr d / l}.$$

При ламинарном течении жидкости, когда $Re < 2000$, для стабилизированной теплоотдачи, то есть за входным участком, число Нуссельта постоянно и равно:

$$Nu_d = 4,36.$$

Это значение справедливо для граничного условия постоянства теплового потока на стенке $q_w = \text{const}$. При $t_w = \text{const}$ $Nu_d = 3,6$.

Для турбулентного режима при $Pr = 1$:

$$Nu_d = 0.023 Re_d^{0.8}.$$

Порядок расчета

1. Определяем число Re и Pr .
2. Вычисляем расстояние до участка стабилизированного течения $l_{ст}$.
3. Рассчитываем число Nu , а затем коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{Nu_d \lambda}{d}.$$

4. Находим число Nu и коэффициент теплоотдачи на участке стабилизированного течения.
5. Определяем среднее значение коэффициента теплоотдачи по всей длине трубы:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{L} [\alpha_1 \cdot l_{ст} + \alpha_2 (L - l_{ст})].$$

*Теплоотдача при вынужденном поперечном обтекании цилиндра
и пучков труб*

Поперечное обтекание цилиндра носит довольно сложный характер. В подавляющем большинстве случаев в кормовой части происходит отрыв пограничного слоя и образуются вихри. В этой связи локальный коэффициент теплоотдачи значительно меняется по окружности цилиндра и зависит от характера течения: ламинарного или турбулентного (рис. 46). Принято считать, что $Re_{кр} \approx 2 \cdot 10^5$.

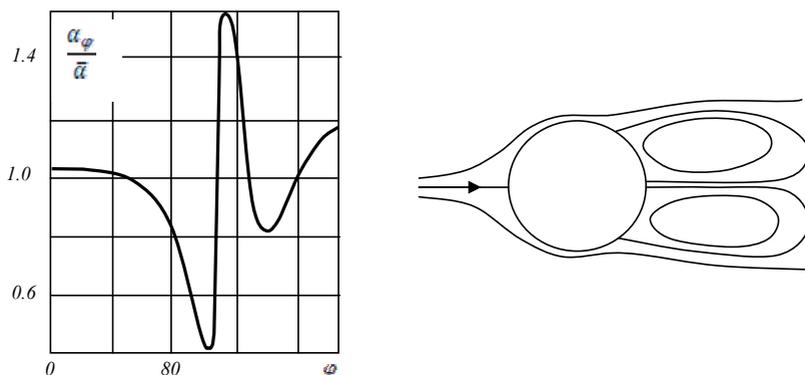


Рис. 46. Изменение теплоотдачи по окружности цилиндра

Теплоотдача в передней *критической точке*, в которой поток натекает на цилиндр, хорошо описывается уравнением

$$Nu_d = 1.04 Re_d^{0.5} Pr^{0.33}.$$

Среднее по окружности значение теплоотдачи при ламинарном обтекании можно вычислить по следующему критериальному уравнению

$$\overline{Nu}_d = 0.5 Re_d^{0.5} Pr^{0.38}$$

а при турбулентном обтекании:

$$\overline{Nu}_d = 0.25 Re_d^{0.6} Pr^{0.38}.$$

Расчет теплоотдачи при поперечном обтекании цилиндра имеет большое практическое применение при проектировании теплообменников. Обычно в теплообменниках трубы собирают в пучок для повышения суммарной теплоотдачи. Различают коридорное (рядное) и шахматное расположение труб в пучке (рис. 47). Особенность

теплообмена пучков труб состоит в том, что для первого ряда сохраняются закономерности, присущие обтеканию одиночного цилиндра, а у последующих рядов характер теплообмена зависит от расположения. Более интенсивный теплообмен в шахматных пучках.

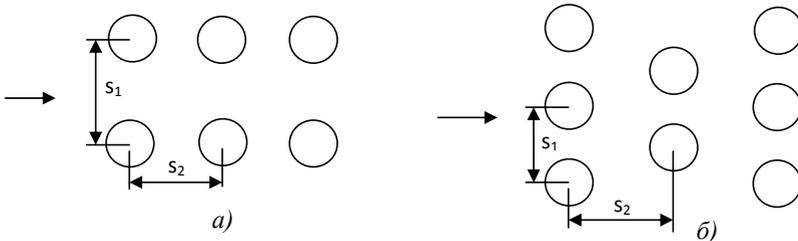


Рис. 47. Расположение труб в пучке: а) коридорное; б) шахматное

Теплоотдача для каждого ряда определяется по выражению:

$$\overline{Nu}_d = c \cdot Re_d^n Pr^{0.33} \cdot \varepsilon_i \cdot \varepsilon_s,$$

где $c = 0,41$, $n = 0,6$ для шахматных пучков; $c = 0,26$, $n = 0,65$ — для коридорных; ε_i — отношение среднего коэффициента теплоотдачи i -го ряда к коэффициенту теплоотдачи 3-го ряда; ε_s — коэффициент, учитывающий соотношение продольных и поперечных шагов в пучке. Если $s_1/s_2 < 2 \varepsilon_s = (s_1/s_2)^{1/6}$, иначе $\varepsilon_s = 1,12$.

Средний коэффициент теплоотдачи находится как

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum \bar{\alpha}_i F_i}{\sum F_i},$$

где α_i — средний коэффициент теплоотдачи i -го ряда $\alpha_i = \varepsilon_i \cdot \alpha_3$; F_i — поверхность трубок i -го ряда.

Теплоотдача при свободной конвекции

Свободной конвекцией называют движение, возникающее вследствие различия плотностей неодинаково нагретой жидкой среды. Пример возникновения свободной конвекции — нагретая пластина в неограниченном объеме (рис. 48).

Если размеры тела малы по сравнению с окружающей средой, то область теплового слоя локализуется около рассматриваемого тела — в пограничном слое. Вне пограничного слоя жидкость неподвижна. Система дифференциальных уравнений, описывающая

свободную конвекцию, изменится. В уравнении движения появится дополнительный член, учитывающий наличие массовых сил тяжести. Приведение к безразмерному виду системы уравнений даст два взаимосвязанных дополнительных критерия:

критерий Грасгофа:

$$Gr = \frac{gL^3 \beta \Delta T}{\nu^2}$$

и критерий Рэлея:

$$Ra = Pr \cdot Gr.$$

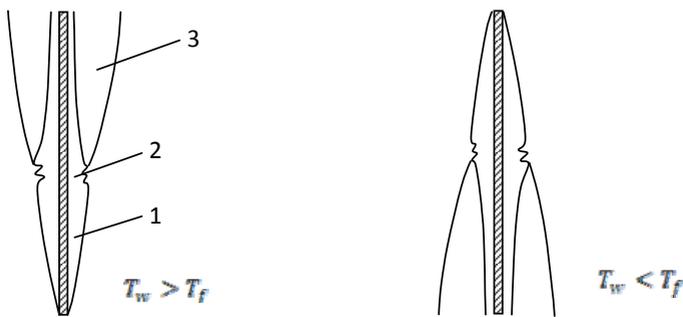


Рис. 48. Свободная конвекция возле нагретой пластины:
1 – ламинарный пограничный слой; 2 – переходный участок;
3 – турбулентный пограничный слой

Общий вид критериального уравнения для свободной конвекции будет следующим:

$$Nu = f(Pr, Gr).$$

В случае нагретой *плоской пластины*, находящейся в вертикальном положении, критериальное уравнение для $Pr > 0,7$ (воздух, вода) с граничным условием $T_w = \text{const}$ будет:

$$\overline{Nu}_L = 0.63 (Gr_L Pr)^{0.25}.$$

При *турбулентном режиме* обтекания:

$$\overline{Nu}_x = 0.15 (Gr_f Pr_f)^{\frac{1}{3}} (Pr_f / Pr_w)^{0.25}.$$

Для *горизонтально расположенной трубы* при малых числах Рэлея можно воспользоваться формулой Михеева:

$$Nu_d = 0.5 (Gr_f Pr_f)^{0.25} (Pr_f / Pr_w)^{0.25}.$$

*Теплоотдача при свободном движении жидкости
в ограниченном пространстве*

Плоская горизонтальная щель (рис. 49): $T_{w1} > T_{w2}$.

В случае I свободное течение отсутствует. Температуры постоянны в горизонтальных слоях, возрастая в вертикальном направлении. В случае II в щели возникают конвективные токи. Поле скоростей имеет ячеистую структуру. При больших перепадах температур ячеистая структура разрушается, превращаясь в хаотическое движение.

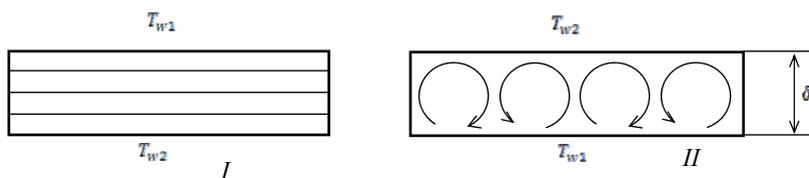


Рис. 49. Свободная конвекция в горизонтальной щели

Вертикальная щель. Структура течения в вертикальной щели существенно зависит от расстояния δ между стенками. Если δ мало, то восходящие и нисходящие потоки движутся без помех. Если же δ мало, то возникают внутренние циркуляционные контуры (рис. 50). Высота контура определяется шириной щели, родом жидкости и интенсивности процесса.

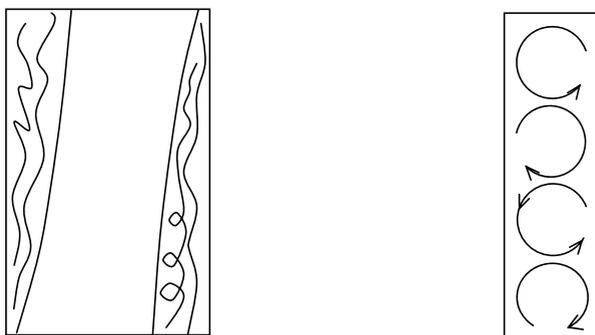


Рис. 50. Свободная конвекция в вертикальной щели

Если $Gr_{\delta} < 124 \cdot Pr^{0.2}(0,995 + Pr)L/\delta$, то перенос тепла вычисляется по уравнению теплопроводности:

$$q = \frac{\lambda_{\text{ЭКВ}}}{\delta} (T_{w1} - T_{w2}),$$

где $\lambda_{\text{ЭКВ}}$ – эквивалентный коэффициент теплопроводности, учитывающий перенос тепла как теплопроводностью, так и свободной конвекцией. Существует экспериментальная зависимость $\lambda_{\text{ЭКВ}} = f(Gr, Pr)$.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте основной закон теплоотдачи конвекцией.
2. Что понимается под вынужденной и свободной конвекцией?
3. Из каких уравнений выводятся критерии Re , Gr , Pr и Nu ?
4. От каких критериев зависит теплоотдача при вынужденной конвекции?
5. От каких критериев зависит теплоотдача при свободной конвекции?
6. Что характеризует критерий Нуссельта?

2.3. Теплообмен излучением

Основные законы излучения. Характеристики теплового излучения. Радиационные свойства тел: интегральные, монохроматические. Понятие парникового эффекта. Теплообмен излучением между твердыми телами. Теплообмен излучением в газах.

Основные законы лучистого теплообмена

Процессы лучистого теплообмена имеют место во многих технических процессах: в ядерной теплоэнергетике, ракетной технике, металлургии, сушильной технике, химических технологиях, светотехнике и т. д. Тепловое излучение представляет собой процесс распространения энергии излучающего тела электромагнитными волнами. При поглощении электромагнитных волн другими телами их энергия вновь превращается в тепловую энергию. Все электромагнитные волны имеют одну природу и различаются лишь длиной волны. Длины волн теплового (инфракрасного) излучения лежат в диапазоне от 0,8 мкм до 0,8 мм.

Понятие «черного тела». Все тела без исключения излучают и поглощают тепловую энергию. Но не все поверхности, нагретые

до одной и той же температуры, излучают и поглощают одно и то же количество лучистой энергии. Поверхность тела, которая излучает и поглощает максимальное количество энергии при данной температуре, называется *черной поверхностью* или просто *черным телом*. Черное тело — это эталон, с которым можно сравнить все другие излучатели.

Характеристики потока теплового излучения

Тело излучает энергию в виде спектра. Энергия излучения в единицу времени в узком интервале изменения длин волн называется потоком *монохроматического излучения*. Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн называют *интегральным (полным) лучистым потоком (Q)*. Интегральный лучистый поток, испускаемый с единицы поверхности, называется *плотностью интегрального излучения* и определяется как:

$$E = \frac{dQ}{dF} \text{ [Вт/м}^2\text{]}.$$

Если плотность интегрального излучения постоянна по всей поверхности излучения, то интегральный лучистый поток равен:

$$Q = \int E dF = E \cdot F, \text{ [Вт]}$$

Отношение плотности лучистого потока, испускаемого в бесконечно малом интервале волн, к величине этого интервала носит название *спектральной интенсивности излучения* и равно:

$$J = \frac{dE}{d\lambda} \text{ [Вт/м}^3\text{]}.$$

Количество энергии, испускаемое в определенном направлении ψ в пределах единичного элементарного телесного угла, называют *угловой плотностью излучения*, из которой выделяют:

а) *угловую спектральную плотность излучения* $B_{\lambda\psi} = \frac{dJ_{\psi}}{d\omega}$;

б) *угловую интегральную плотность излучения* $B_{\psi} = \frac{dE_{\psi}}{d\omega}$.

Вектор угловой плотности излучения, перпендикулярный площадке излучения, называется *яркостью излучения*:

$$B_{\lambda} = \frac{B_{\lambda\psi}}{\cos \psi}, \quad B = \frac{B_{\psi}}{\cos \psi}.$$

Законы теплового излучения

Законы теплового излучения выведены применительно к идеальному телу (абсолютно *черное тело*) и термодинамически равновесному излучению. *Равновесное излучение* – это такое излучение, при котором все тела, входящие в замкнутую излучательную систему, имеют одинаковую температуру.

1. *Закон Планка* – устанавливает зависимость интенсивности излучения от температуры и длины волны (рис. 51):

$$J = \left(\frac{C_1}{\lambda^5} e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \quad [\text{Вт/м}^3]$$

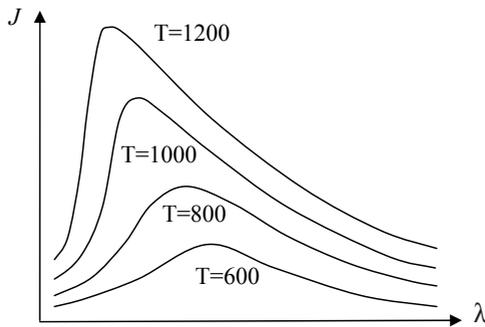


Рис. 51. Зависимость спектральной плотности потока излучения от длины волны и температуры

2. *Закон Релея-Джинса* – предельный случай закона Планка, когда $\frac{C_2}{\lambda T} \ll 1$

$$J = \frac{C_1 T}{C_2 \lambda^4}$$

3. *Закон смещения Вина* – второй предельный случай закона Планка, когда $\frac{C_2}{\lambda T} \gg 1$

$$J = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{\frac{C_2}{\lambda T}}$$

Из этого закона следует, что максимальная интенсивность излучения с повышением температуры смещается в сторону коротких волн.

4. *Закон Стефана-Больцмана* – устанавливает зависимость плотности интегрального излучения от температуры:

$$E_0 = \sigma_0 T^4$$

Здесь $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ [вт/м²·К⁴] – постоянная Стефана-Больцмана. Для технических расчетов закон Стефана-Больцмана обычно записывают в виде:

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

где $C_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5,67$ [вт/м²·К⁴] называется коэффициентом излучения абсолютно черного тела.

Понятие серого тела

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

$$\varepsilon = E/E_0.$$

Степень черноты ε для различных тел меняется от нуля до единицы в зависимости от материала, состояния поверхности и температуры. У серого тела монохроматические свойства постоянны для всех длин волн. Используя понятие степени черноты, можно записать закон Стефана-Больцмана для реального тела:

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

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

5. *Закон Кирхгофа* – устанавливает связь между энергиями излучения и поглощения серых и абсолютно черных тел. При температурном равновесии излучательной системы

$$q_{1,2} = C_0 \varepsilon_{1,2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = C_{1,2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

где $\varepsilon_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$ – приведенная степень черноты;

$C_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - 1}$ – приведенный коэффициент излучения.

Закон Кирхгофа показывает, что результирующий поток про-

порционален приведенному коэффициенту излучения (поглощения) системы тел и разности температур в четвертой степени. Из закона Кирхгофа также следует, что поглощательная способность тела и степень черноты численно равны друг другу.

Радиационные свойства тел. Понятие парникового эффекта

Радиационные свойства количественно описывают взаимодействие энергии излучения с поверхностью материала, в частности, как поверхность излучает, отражает, поглощает и пропускает энергию излучения. В общем случае радиационные свойства зависят от длины волны. Свойства, которые описывают поведение поверхности в зависимости от длины волны, называют *монохроматическими* или *спектральными* свойствами. Радиационные свойства зависят также от направления, по которому излучение падает на поверхность. Такие свойства называют *направленными*.

При составлении баланса энергии на поверхности с целью определения ее температуры часто используют радиационные свойства, осредненные по всем длинам волн и углам. В этом случае говорят об интегральных радиационных свойствах.

Интегральные радиационные свойства

Рассмотрим пучок излучения, падающего на поверхность (рис. 52).

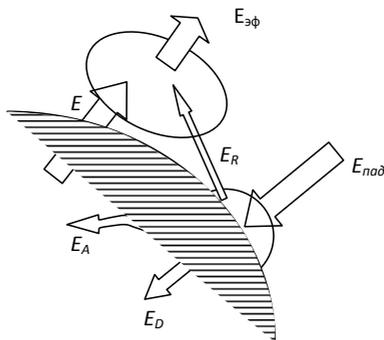


Рис. 52. Плотности тепловых потоков излучения тела: $E_{пад}$ — излучение, падающее на поверхность тела; E_A — поглощаемый лучистый поток; E_R — отражаемый лучистый поток; E_D — лучистый поток, проходящий сквозь тело; E — собственное излучение; $E_{эф} = E + E_R$ — эффективное излучение тела

Когда падающее излучение достигает поверхности тела, часть его поглощается в материале, часть отражается от поверхности, а остальная пропускается. Три радиационных свойства: *поглощательная, отражательная и проницательная* способности описывают распределение энергии по этим трем категориям.

Часть энергии излучения, поглощенную телом, называют *поглощенным излучением*, а радиационное свойство — *поглощательной способностью*.

Плотность поглощенной энергии равна:

$$E_A = A \cdot E_{\text{пад}},$$

где A — коэффициент поглощения; $E_{\text{пад}}$ — плотность излучения, падающая на тело.

Тела, которые поглощают всю падающую на них энергию теплового излучения, называют *абсолютно черными*. Для них $A = 1$.

Часть падающей энергии, которую тело отражает обратно окружающим его телам, называется *отраженным излучением*, а свойство материала — *отражательной способностью*. Плотность отраженного излучения равна:

$$E_R = R \cdot E_{\text{пад}},$$

где R — коэффициент отражения.

Если $R = 1$, то это означает, что поверхность либо *зеркальная*, либо *абсолютно белая* (так называемое *диффузное отражение*).

Часть падающей энергии, проходящей сквозь тело, называют *проницательным излучением*, а радиационное свойство — *проницательной (пропускательной) способностью*. Плотность излучения, прошедшего сквозь тело, равна:

$$E_D = D \cdot E_{\text{пад}},$$

где D — коэффициент проницаемости.

Если $D = 1$, тела называют *прозрачными* или *диатермичными*. Для твердых и жидких тел $D = 0$.

Процессы *испускания, поглощения, отражения и пропускания* энергии излучения в системах различных тел называют *лучистым теплообменом*.

Уравнение теплового баланса от падающего излучения может быть записано как:

$$E_A + E_R + E_D = E_{\text{пад}},$$

или в безразмерном виде:

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

Результирующее излучение представляет собой разность между лучистым потоком, получаемым данным телом, и лучистым потоком, посылаемым этим телом в окружающее пространство:

$$q_{\text{рез}} = E - E_A = E - A \cdot E_{\text{ПлД}} \quad \text{или} \quad q_{\text{рез}} = E_{\text{эфф}} - E_{\text{ПлД}};$$

$$E_{\text{эфф}} = q_{\text{рез}} \left(1 - \frac{1}{A} \right) + \frac{E}{A}$$

Другим очень важным интегральным радиационным свойством является *излучательная способность* тела (степень черноты), которая определяется как отношение потока собственного излучения, испущенного телом, к потоку излучения, испущенного черным телом при той же температуре. Математически интегральная излучательная способность тела может быть представлена следующим образом:

$$C = \frac{J(T)}{J_0(T)} = \frac{J(T)}{\sigma_0 T^4}.$$

Поскольку черное тело испускает максимальное количество излучения при данной температуре, излучательная способность поверхности всегда заключена между нулем и единицей. Когда поверхность является абсолютно черным телом, $C_0 = A = 1$.

При тепловом равновесии поглощательная способность тела равна его излучательной способности, и закон Кирхгофа примет вид:

$$C_1 = A_1.$$

Из закона Кирхгофа следует, что хорошие поглотители лучистой энергии будут также и хорошими излучателями теплового излучения.

Монохроматические радиационные свойства

В отличие от интегральных радиационных характеристик поверхности монохроматические свойства относятся к отдельным длинам волн. Монохроматическая поглощательная способность A_λ представляет собой поглощенное излучение с длиной волны λ , деленное на падающее на поверхность излучение с длиной волны λ .

Аналогичным образом определяется отражательная и пропускательная способность тела. Тогда баланс энергии для монохроматического излучения будет иметь вид:

$$A_\lambda + R_\lambda = D_\lambda = 1.$$

Монохроматическая, или спектральная излучательная способность определяется в виде:

$$C_\lambda = \frac{J_\lambda(T)}{J_{0\lambda}(T)},$$

а отношение между монохроматической и интегральной излучательной способностью представляется в виде:

$$C = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^\infty C_\lambda J_{0\lambda}(T) d\lambda$$

Излучательная способность не зависит от спектра падающего излучения, в то время как поглощательная способность зависит от J_λ .

Задача

Автомобиль остановился на стоянке на солнцепеке. Переднее стекло имеет пропускательную способность 0,92 для длин волн в интервале значений от $3 \cdot 10^{-7}$ до $3 \cdot 10^{-6}$ м и непрозрачно для всех других длин волн. Салон автомобиля можно рассматривать как черное тело с температурой 300°К. Плотность потока падающего излучения равна 1100 Вт/м².

Рассчитать: а) интегральную пропускательную способность переднего стекла для солнечного излучения; б) интегральную пропускательную способность переднего стекла для салона автомобиля; в) плотность потока энергии солнечного излучения, проходящего сквозь стекло; г) плотность энергии излучения салона автомобиля, проходящего сквозь стекло.

Решение

1. Интегральная пропускательная способность определяется по формуле

$$D = \frac{\int_0^\infty D_\lambda J_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty J_\lambda d\lambda}$$

$$D = \frac{\int_0^\infty D_\lambda J_{0\lambda} d\lambda}{\sigma T^4} = \frac{0.92 \int_{3 \cdot 10^{-7}}^{3 \cdot 10^{-6}} J_{0\lambda} d\lambda}{\sigma T^4}.$$

Для вычисления интегральных радиационных свойств используются радиационные функции, представляющие собой интегра-

лы, вычисленные от нуля до заданной длины волны. В результате получим:

$$\lambda_2 T = (3 \cdot 10^{-6})5800 = 1,74 \cdot 10^{-2} [\text{м} \cdot \text{К}];$$

$$\lambda_1 T = (3 \cdot 10^{-7})5800 = 1,74 \cdot 10^{-3} [\text{м} \cdot \text{К}].$$

Доля полученного спектра от полной энергии излучения находится по таблицам в зависимости от радиационных функций. В результате для солнца будем иметь:

$$D = 0,92(0,977 - 0,033) = 0,866.$$

2. Когда источником излучения является салон автомобиля с температурой 300°K, соотношения будут следующими:

$$\lambda_2 T = (3 \cdot 10^{-6})300 = 9 \cdot 10^{-4} [\text{м} \cdot \text{К}];$$

$$\lambda_1 T = (3 \cdot 10^{-7})300 = 9 \cdot 10^{-5} [\text{м} \cdot \text{К}];$$

$$D = 0,92(1,686 \cdot 10^{-4} - 0,0) = 1,55 \cdot 10^{-4}.$$

3. Плотность потока солнечного излучения, проходящего через стекло, равна:

$$(D \cdot E)_{\text{Солнца}} = 0,866 \cdot 1100 = 955 [\text{Вт/м}^2].$$

4. Плотность потока, проходящего через стекло из салона автомобиля, найдем с помощью закона Стефана-Больцмана:

$$\begin{aligned} (D \cdot E)_{\text{Салон}} &= (D\sigma T^4)_{\text{Салон}} = 1,55 \cdot 10^{-4} \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 300^4 = \\ &= 0,0712 [\text{Вт/м}^2]. \end{aligned}$$

Как видим, переднее стекло автомобиля пропускает 87% солнечного излучения и практически не пропускает в обратном направлении. Характеристики стекла, обеспечивающие пропускание большого процента коротковолнового солнечного излучения и блокирующие пропускание низкотемпературного излучения, приводят к так называемому *парниковому эффекту*. Он объясняет, как может получить тепло интерьер автомобиля или парник от солнца даже в холодный зимний день.

Теплообмен излучением между твердыми телами

Теплообмен между двумя параллельными плоскостями, разделенными диатермальной средой

Рассмотрим излучающую систему, состоящую из двух тел в виде бесконечных параллельных плоскостей (рис. 53).

Пусть тело 1 излучает лучистый тепловой поток с плотностью E_1 . Часть этой энергии поглотится телом 2, а часть отразится. От-

раженный луч частично поглотится телом 1, а частично отразится от тела 1 и т. д.

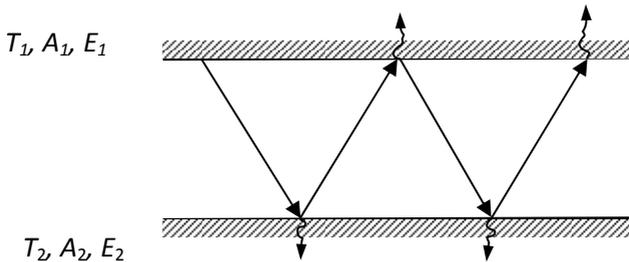


Рис. 53. Схема лучистых потоков

Результирующий тепловой поток, который представляет собой разность между потоком, получаемым телом и посылаемым им в окружающее пространство (разность встречных потоков), определится как:

$$q_{1,2} = C_{1,2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

где $C_{1,2}$ – приведенный коэффициент излучения, который определяется как

$$C_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}$$

Учитывая, что $C_{1,2} = C_0 \cdot \varepsilon_{1,2}$, где $\varepsilon_{1,2}$ – приведенная степень черноты, результирующий поток можно выразить и через степень черноты каждого из тел, участвующих в лучистом теплообмене:

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$$

Теплообмен между двумя телами при наличии экрана

Эффективным средством уменьшения теплообмена между телами являются экраны. Экраны должны иметь низкую поглощательную и высокую отражательную поверхность, например, полированные листы алюминия.

Пусть между двумя пластинами, участвующими в лучистом теплообмене, расположен экран. И пусть коэффициенты поглощения у всех тел одинаковые, то есть

$$A_1 = A_2 = A_3, \quad T_1 > T_2.$$

Результирующий тепловой поток можно представить следующими двумя зависимостями:

$$q_{1,3} = A_{1,2} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_3}{100} \right)^4 \right];$$

$$q_{3,2} = A_{1,2} C_0 \left[\left(\frac{T_3}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Для стационарного режима $q_{1,3} = q_{3,2}$, откуда получаем:

$$\left(\frac{T_3}{100} \right)^4 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 + \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Тогда

$$q_{1,3} = \frac{1}{2} q_{1,2} = \frac{1}{2} A_{1,2} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

То есть результирующий тепловой поток при наличии экрана уменьшился вдвое. При использовании n экранов тепловой поток уменьшится в $n+1$ раз.

Теплообмен излучением в газах

В отличие от твердых и жидких тел излучение газов носит объемный характер, так как в нем участвуют все микрочастицы газа, заключенного в рассматриваемом объеме. Поэтому поглощательная способность газа изменяется в зависимости от плотности и толщины газового слоя. Чем выше плотность и больше толщина, тем выше поглощательная способность. Кроме того, излучение газов носит избирательный характер: они поглощают и выделяют лучистую энергию только в определенном диапазоне длин волн.

Различные газы обладают различной способностью излучать и поглощать энергию. Одно- и двухатомные газы (кислород, азот и др.) практически прозрачны для теплового излучения. Значительной способностью излучать и поглощать энергию излучения обладают многоатомные газы: диоксид углерода и серы, водяной пар, аммиак и др. Наибольший интерес представляют сведения об излучении диоксида углерода и водяного пара, образующихся при сго-

рании топлив. Интенсивностью их излучения в основном определяется теплообмен раскаленных газообразных продуктов сгорания с обогреваемыми телами в топках.

С ростом температуры, когда максимум излучения смещается в область коротких волн, степень черноты уменьшается. Поскольку степень черноты газа ϵ_r существенно зависит от температуры, «закон четвертой степени» Стефана-Больцмана строго не выполняется. Так, плотность интегрального излучения для водяного пара и двуокси углерода по опытным данным может быть представлена как $E_{H_2O} \sim T^3$, а $E_{CO_2} \sim T^{3.5}$.

Степень черноты газа ϵ_r обычно представляют в виде зависимости от произведения парциального давления на толщину газового слоя или приводят в номограммах. Поскольку полосы излучения диоксида углерода и водяных паров не перекрываются, степень черноты содержащего их топочного газа в первом приближении можно считать по формуле

$$\epsilon_r = \epsilon_{CO_2} + \epsilon_{H_2O}.$$

Излучение чистых газов находится в инфракрасной части спектра. Имеющиеся в продуктах сгорания раскаленные твердые частицы придают пламени видимую окраску, и его степень черноты может быть большой, достигая значений 0,6–0,7. Основное количество теплоты в топках передается излучением пламени.

Уравнение переноса лучистой энергии

При прохождении тепловых лучей в поглощающей газовой среде лучистая энергия переходит в теплоту и одновременно излучается этой средой. В результате процесса поглощения и переизлучения происходит перенос лучистой энергии (рис. 54).

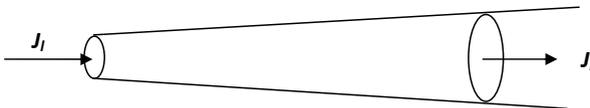


Рис. 54. Перенос лучистой энергии

В случае если собственное излучение газа равно нулю, то интенсивность излучения по длине изменяется по закону Бугера:

$$J_l = J_{l=0} \cdot e^{-L},$$

где L – оптическая длина луча.

Спектральный коэффициент поглощения газа в этом случае равен

$$A_\lambda = 1 - e^{-L}.$$

Интегральный коэффициент поглощения является алгебраической суммой коэффициентов поглощения для отдельных полос излучения:

$$A = \sum A_\lambda.$$

В случае если газ имеет собственное излучение, то интенсивность общего излучения будет равна алгебраической сумме падающего излучения и собственного излучения:

$$J_l = J_{l=0} \cdot e^{-L} + J_{0\text{газа}}(1 - e^{-L}),$$

где $J_{0\text{газа}}$ – интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре газа.

Солнечное излучение

Солнце – это маленькая звезда в нашей галактике, которая выделяет энергию в виде термоядерных реакций. Поток энергии излучения Солнца составляет примерно $3,8 \cdot 10^{26}$ Вт, из которого около $1,7 \cdot 10^{17}$ Вт достигает Земли. Средняя плотность потока называется солнечной постоянной и равна 1353 Вт/м². Солнце излучает приблизительно как черное тело при температуре 5762°K . Приблизительно 99% прямого солнечного излучения приходится на интервал длин волн $0,1-0,4$ мкм.

Контрольные вопросы

1. Какие длины волн ограничивают видимые и какие – тепловые лучи?
2. Что происходит с лучистой энергией, падающей на поверхность твердого тела?
3. Что такое абсолютно черное, абсолютно белое и диатермическое тело?
4. Что графически изображает закон Планка?
5. Сформулируйте закон смещения Вина и объясните его связь с законом Планка.

6. О чем говорит закон Кирхгофа и каково его практическое применение?
7. Сформулируйте закон Стефана-Больцмана и объясните его связь с законом Планка.
8. Дайте определение абсолютно черного и серого тел, поглощательной способности и степени черноты.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Апальков, А.Ф. Теплотехника : учеб. пособие / А.Ф. Апальков. – Ростов н/Д : Феникс, 2008. – 187 с.
2. Волосков, В.В. Машиноведение : лаб. практикум для студ. напр. 050500 «Технологическое образование» (бакалавриат) / В.В. Волосков, Л.А. Угарова. – Тольятти : ТГУ, 2009. – 204 с.
3. Деветерикова, М.И. Теплотехника : лаб. практикум / М.И. Деветерикова, Л.Н. Козина. – Тольятти : ТГУ, 2008. – 130 с.
4. Егорушкин, В.Е. Основы гидравлики и теплотехники : учеб. пособие для машиностроительных техникумов / В.Е. Егорушкин, Б.И. Цеплович. – М. : Машиностроение, 1981. – 268 с.
5. Кудинов, В.А. Техническая термодинамика : учеб. пособие для вузов / В.А. Кудинов, Э.М. Карташов. – М. : Высш. шк., 2003. – 261 с.
6. Ларинов, Н.Н. Теплотехника : учебник для вузов / Н.Н. Ларинов. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Стройиздат, 1985. – 432 с.
7. Нащокин, В.В. Техническая термодинамика и теплопередача / В.В. Нащокин. – М. : Высшая школа, 1980. – 469 с.
8. Панкратов, Г.П. Сборник задач по теплотехнике / Г.П. Панкратов. – М. : Высш. шк., 1986. – 248 с.
9. Теплотехника : учеб. для вузов / В.Н. Луканин [и др.]; под ред. В.Н. Луканина. – Изд. 5-е, стер. – М. : Высш. шк., 2005. – 671 с.
10. Теплотехника : учеб. для вузов техн. спец. / В.Н. Луканин [и др.]; под ред. В.Н. Луканина. – 2-е изд., перераб. – М. : Высш. шк., 2000. – 670 с.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА.....	5
1.1. Основные понятия и определения.....	5
1.2. Первый закон термодинамики. Анализ газовых процессов...	13
1.3. Второй закон термодинамики. Циклы.....	20
1.4. Реальные газы.....	35
1.5. Истечение и дросселирование газов и паров.....	45
2. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА.....	55
2.1. Теплопроводность.....	55
2.2. Конвективный теплообмен.....	71
2.3. Теплообмен излучением.....	87
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	101

Учебное издание

*Грабарник Алевтина Максимовна
Грабарник Сергей Яковлевич*

МАШИНОВЕДЕНИЕ
(Основы теплотехники)

Учебное пособие

Корректор *Г.В. Данилова*

Техническое редактирование и вёрстка: *Л.В. Сызганцева*

Дизайн обложки: *А.М. Грабарник, С.Я. Грабарник, Г.В. Карасева*

Подписано в печать 21.03.2012. Формат 60×84/16.

Печать оперативная. Усл. п. л. 5,99.

Тираж 30 экз. Заказ № 1-84-11.

Издательство Тольяттинского государственного университета
445667, г. Тольятти, ул. Белорусская, 14

