Курсовая работа

тема: "Основы термодинамики"

Москва 2013

***Содержание***

Введение

1. Первый закон термодинамики

2. Теплоемкость газа

3. Термодинамические процессы

4. Круговые циклы

5. Энтропия

6. Второй и третий законы термодинамики

7. Цикл Карно

8. Основные формулы термодинамики

Список использованной литературы и источников

# ***Введение***

**Термодинамикой** называется раздел физики, в котором изучаются общие свойства макроскопических систем с позиций термодинамических законов. Сами термодинамические законы являются обобщением опытных данных. В термодинамике не учитывается молекулярная структура вещества, и ее выводы справедливы для всех макроскопических систем.

В основе термодинамики лежат три закона (начала) термодинамики. Они были открыты в период создания тепловых машин и имеют различные формулировки.

# ***1. Первый закон термодинамики***

Первый закон термодинамики представляет собой закон сохранения энергии, сформулированный для термодинамической системы. Термодинамические законы часто называют началами термодинамики.

**Первый закон термодинамики:** Теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил.

.

Здесь *Q* - количество тепла, сообщаемое системе, *А* - работа, производимая системой, *ΔU=U*2 *- U*1 - изменение энергии системы. Отсюда видно, что теплота, энергия и работа имеют одинаковые размерности. Они измеряются в джоулях (Дж). Отметим, что при открытии первого закона термодинамики закон сохранения энергии еще не был известен, а для работы и количества тепла использовали различные единицы измерения (джоуль и калорию). Схематически первый закон термодинамики можно изобразить так, как показано на рисунке.



Если рассматривать бесконечно малые величины, то первый закон термодинамики принимает вид

.

Можно показать, что при этом  и  являются малыми величинами, а *dU -* полный дифференциал.

Рассмотрим периодическую термодинамическую систему, т.е. такую, которая после совершения термодинамического цикла может возвращаться в исходное состояние. Для такой системы имеем

.

Следовательно



и все тепло переходит в работу. После многочисленных попыток создать машину, производящую работы больше, чем количество получаемого тепла, была дана другая формулировка первого закона термодинамики:

Нельзя построить вечный двигатель первого рода, т.е. такой двигатель, который выполнял бы больше работы, чем получал тепла.

Выразим входящие в уравнение  величины через параметры уравнения состояния. Для этого рассмотрим работу, совершаемую системой при изменении объема. Для простоты найдем выражение для работы, рассматривая движение поршня



Используя принятое в механике выражение для работы, получим



Полную работу получим, интегрируя это выражение



Формула для работы справедлива для любых термодинамических систем с известной зависимостью . Для определения энергии используем представления идеального газа. Средняя энергия одной молекулы определяется выражением

.

Для энергии одного моля можно записать

,

для ν молей

.

термодинамика закон энтропия формула

# ***2. Теплоемкость газа***

Введем важное в термодинамике понятие теплоемкости.

**Теплоемкостью** называется физическая величина, численно равная количеству теплоты, которое надо сообщить телу, чтобы нагреть его на один градус Кельвина

,

или в более общей форме

.

Размерность теплоемкости

.

**Удельной теплоемкостью** называется физическая величина, численно равная количеству теплоты, которое надо сообщить единице массы тела, для увеличения ее температуры на один градус Кельвина

.

**Молярной теплоемкостью** называется величина, численно равная количеству теплоты, которое надо сообщить одному молю вещества, чтобы нагреть его на один градус Кельвина

.

Можно записать

,

где под *С* следует понимать ту теплоемкость, которая следует из контекста. В дальнейшем будем рассматривать, главным образом, молярные теплоемкости.

Используя первый закон термодинамики



и полученные выражения для работы и количества тепла, можно записать

.

Теплоемкость зависит от характера термодинамического процесса, т.е. от условий, при которых осуществляется передача тепла. Рассмотрим простейшие термодинамические процессы.

Молярная теплоемкость при постоянном объеме (изохорическая, ) определяется формулой

.

Здесь использована формула

.

Для одноатомного газа получим . Молярная теплоемкость при постоянном давлении (изобарическая, ) может быть получена следующим образом:

.

Используем уравнение состояния

.

Учитывая формулу

, получим .

Это выражение называется **уравнением Майера** для идеального газа.

Если

, то .

В качестве характеристики тепловых свойств газа часто используется отношение теплоемкостей

.

Для одноатомного газа , .

Для идеальных газов теплоемкости не зависят от температуры. В реальных газах такая зависимость наблюдается. Например, для молекул водорода зависимость теплоемкости от температуры имеет вид



Объяснение такого вида зависимости теплоемкости дается в рамках квантовой механики и связано с тем, что при понижении температуры различные степени свободы могут вырождаться или "замораживаться".

# ***3. Термодинамические процессы***

Рассмотрим простейшие термодинамические процессы для идеального газа и определим для них основные термодинамические характеристики: работу, энергию, теплоемкость.

1) Изохорный процесс: .

Схематически график изохорного процесса показан ниже.



Работа

, следовательно .

Учитывая, что



для одного моля. Для ν молей получим

.

Выражение для изохорной теплоемкости мы получили ранее

.

) Изобарный процесс: *р=const.*

Схематически график изобарного процесса показан ниже.



Работа при изобарном процессе:

.

Используя уравнение состояния, можем записать эту формулу по-другому:

.

Для одного моля  при  получим , т.е. газовая постоянная *R* равна работе изобарного расширения 1 моля идеального газа при нагревании его на .

Изобарная теплоемкость была получена ранее и определяется формулой Майера:

.

) Изотермический процесс: .

Из уравнения Клапейрона-Менделеева получим

,

т.е. в *p - V* координатах изотерма представляет собой гиперболу. Ниже приведены графики изотермы и адиабаты, которая будет рассмотрена ниже.



Работа при изотермическом процессе:

.

Учитывая условие

,

формулу для работы можно выразить через давление:

.

При изотермическом процессе внутренняя энергия не изменяется:

,

поэтому , т.е. все тепло расходуется на работу.

Для теплоемкости при изотермическом процессе формально можно записать:

.

) Адиабатический процесс: .

**Адиабатическим** называется процесс, при котором отсутствует теплообмен между термодинамической системой и окружающей средой. Обычно адиабатическими являются быстропротекающие процессы (распространение звука, электризация, перемагничивание и др.).

Опишем адиабатический процесс, используя первый закон термодинамики:

.

Из уравнения состояния идеального газа следует:

.

Имеем



.

Последнее уравнение можно записать в виде

.

Это уравнение называют уравнением адиабаты или уравнением Пуассона. Параметр  называют показателем адиабаты или показателем Пуассона. График адиабатического процесса на *p-V* диаграмме показан выше. Из графика видно, что для адиабаты давление уменьшается с объемом быстрее, чем для изотермы.

Используя уравнение Клапейрона-Менделеева, можно записать уравнение адиабаты в других переменных:

, .

Найдем выражение для работы при адиабатическом процессе.



Используя уравнение адиабаты в виде

,

запишем выражение для работы в виде

.

Для теплоемкости при адиабатическом процессе можно записать

.

) Политропный процесс: 

**Политропным** называется процесс, в котором теплоемкость остается постоянной.

Можно показать, что политропный процесс описывается уравнением

, где 

показатель политропы. Из последнего уравнения получим выражение для теплоемкости, которая остается неизменной в термодинамическом процессе

.

Рассмотрим некоторые частные случаи политропных процессов.

)  - изобарный процесс;

)  - изотермический процесс;

)  - адиабатический процесс;

)  - изохорный процесс.

Из приведенных примеров видно, что политропный процесс является обобщением ранее рассмотренных процессов.

# ***4. Круговые циклы***

**Круговым процессом** называется процесс, при котором система, пройдя через ряд состояний, возвращается в исходное состояние. Говорят, что система совершает круговой цикл. На *p-V* диаграмме круговой цикл представляется в виде замкнутой кривой. На приведенном графике система переходит из состояния 1 в состояние 2, затем возвращается в исходное состояние 1. Ниже мы рассмотрим различные циклы, состоящие из нескольких кривых, в частности, цикл Карно, состоящий из двух изотерм и двух адиабат.



Работа на участке 1*а*2:

.

Соответственно, работа на участке 2*b*1:

.

Полная работа за весь цикл:

,

т.е. полная работа за цикл равна значению криволинейного интеграла по замкнутому контуру, образующему этот цикл. Значение работы может быть как положительным, так и отрицательным, в зависимости от направления обхода цикла. При выбранном на рисунке направлении обхода работа будет положительной. Если *А>*0 цикл называют прямым, при *А<*0 - обратным.

**Тепловым двигателем** называют периодически действующую установку, совершающую работу за счет полученной извне теплоты. Тепловыми машинами являются паровые машины, двигатели внутреннего сгорания, теплосиловые установки ТЭЦ и пр.

**Холодильной машиной** называют периодически действующие установки, в которых за счет внешних сил тепло переносится от менее нагретого тела к более нагретому.

Согласно первому закону термодинамики

.

В круговых процессах , следовательно , где ,  - количество тепла, полученное системой,  - количество тепла, отданного системой.

**Термическим коэффициентом полезного действия** (КПД) кругового цикла называется величина

.

Термодинамический процесс называется **обратимым**, если он может происходить как в прямом, так и в обратном направлениях. В противном случае процесс называют **необратимым.** Отметим, что все равновесные процессы являются обратимыми.

# ***5. Энтропия***

Одним из важнейших понятий термодинамики является понятие энтропии. На самом деле это понятие используется не только в термодинамике, но и в других науках: информатике, социологии и пр. Рассмотрим процесс передачи тепла от тела 1 к телу 2.



**Приведенным количеством теплоты** называется величина . Можно показать, что во всех обратимых термодинамических процессах

.

Отсюда следует, что величина  является полным дифференциалом:

.

**Энтропией** называется функция состояния, дифференциалом которой является величина . Из опыта известно, что для обратимых процессов изменение энтропии за цикл равно нулю , для необратимых процессов . В общем случае справедливо неравенство .

Это неравенство называют **неравенством Клаузиуса**.

Рассмотрим изменение энтропии при различных термодинамических процессах. При переходе из состояния 1 в состояние 2 изменение энтропии определяется криволинейным интегралом:

.

Учитывая формулы

 и

, можем записать

.

Отсюда видно, что изменение энтропии не зависит от вида термодинамического процесса, а определяется начальными и конечными значениями термодинамических параметров.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

) Адиабатический процесс: .

.

При адиабатических процессах энтропия не изменяется, поэтому такие процессы называют **изоэнтропийными**.

) Изотермический процесс: 

.

) Изохорический процесс: 

.

В статистической физике выясняется физический смысл понятия энтропии.

**Термодинамической вероятностью состояния** системы называется число способов, которыми может быть достигнуто это состояние. Если *W* - термодинамическая вероятность состояния, то энтропия определяется формулой

,

где *k* - постоянная Больцмана. Последнюю формулу называют формулой Больцмана. Эта формула выясняет статистический смысл понятия энтропии. Термодинамическая система в состоянии равновесия стремится перейти в наиболее вероятное состояние. Таким состоянием обычно является самое неупорядоченное состояние.

Рассмотрим, например, сосуд, содержащий 100 атомов. Рассмотрим состояние 1, когда все атомы сосредоточены в левой половине сосуда и состояние 2, когда атомы поровну распределены в левой и правой частях сосуда.



Для состояния  имеем: .

Для состояния  получим после соответствующих вычислений .

Можно сказать, что энтропия является мерой неупорядоченности термодинамической системы. Все системы стремятся перейти от упорядоченного состояния к неупорядоченному, поэтому энтропия при таких переходах возрастает.

# ***6. Второй и третий законы термодинамики***

Второй закон термодинамики является фундаментальным законом природы, не имеющим аналога в механике и связан с тем, что статистический ансамбль состоит из большого числа частиц. Второе начало термодинамики имеет вероятностный характер и имеет несколько различных формулировок. Приведем эти формулировки и обсудим их.

1. Любой необратимый процесс в системе происходит так, что энтропия системы при этом возрастает. С вероятностных позиций это означает, что система переходит из менее вероятного состояния в более вероятное.
2. Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в работу (Клаузиус). По-другому: тепло передается от более нагретого тела к менее нагретому.
3. Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является передача теплоты от менее нагретого тела к более нагретому. По-другому: не существует вечного двигателя второго рода.

Существуют и другие формулировки второго закона термодинамики. Проанализируем приведенные формулировки. Введем понятия вечного двигателя первого и второго рода.

**Вечным двигателем первого рода** называется замкнутая система, которая может неограниченно производить энергию и передавать ее наружу.



Такой двигатель противоречит закону сохранения энергии и в природе существовать не может

**Вечным двигателем второго рода** называется двигатель, который совершает работу только за счет охлаждения источника теплоты.



Здесь закон сохранения энергии не нарушается, однако, многочисленные попытки построить такой двигатель заканчивались неудачей. Позже в рамках статистической физики выяснилось, что создание двигателя второго рода эквивалентно самопроизвольному переходу неупорядоченной системы в упорядоченное состояние, и такие процессы практически неосуществимы.

Аналогично можно показать, что самопроизвольная передача теплоты от менее нагретого тела к более нагретому позволила бы построить вечный двигатель второго рода. Существование вечного двигателя второго рода позволило бы иметь практически неисчерпаемый источник энергии, отбирая, например, теплоту из океанов.

Первый и второй законы термодинамики можно представить, как невозможность построить вечные двигатели первого и второго рода.

**Третий закон термодинамики:** Энтропия равновесной термодинамической системы стремится к нулю при нулевой абсолютной температуре

.

Этот закон называют теоремой Нернста. Его можно доказать в рамках статистической физики.

Используя третий закон термодинамики, можно записать

.

В частности при изобарном процессе  и

.

# ***7. Цикл Карно***

Рассмотрим простейшую схему работы теплового двигателя и холодильной установки. Схематически работу теплового двигателя можно представить в виде следующей схемы.



**Теорема Карно:** Из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих температуру нагревателя *Т*1 и холодильника *Т*2, наибольшим КПД обладают обратимые машины. При заданных *Т*1 и *Т*2 все обратимые машины имеют один и тот же КПД, независимо от природы рабочего вещества.

Рассмотрим цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат (изоэнтроп). Этот цикл называют **циклом Карно.** На *S - T* диаграмме этот цикл имеет вид



Отметим, что на *p - V* диаграмме график цикла Карно имеет другой вид.



Здесь 1-2 и 3-4 - изотермы, 2-3 и 1-4 - адиабаты. Рассматривая кривую  на диаграмме , имеем для элемента площади , т.е. площадь под кривой представляет собой количество тепла, получаемое или выделяемое при заданном процессе. Полное количество теплоты, получаемое при изменении энтропии от  до , определяется интегралом

.

В цикле Карно количество тепла, получаемое на первой изотерме, определяется выражением

.

Аналогично, на участке 3 - 4 выделяется количество тепла

.

Найдем КПД цикла Карно. Изменение энтропии на участке 1-2:

.

Соответственно, на участке 3-4:

.

Минус указывает на то, что тепло система отдает.

Полное изменение энтропии в замкнутом обратимом цикле равно нулю, следовательно

.

Для КПД можно записать

,

т.е. КПД для всех рабочих веществ зависит только от температур нагревателя и холодильника.

# ***8. Основные формулы термодинамики***

1. Первый закон термодинамики

.

2. Работа, совершаемая термодинамической системой

.

3. Теплоемкость

.

4. Изохорическая молярная теплоемкость идеального газа

.

5. Формула Майера

.

6. Уравнение адиабаты

, где

.

7. Уравнение политропы

, где .

8. КПД кругового цикла

.

. Энтропия

.

. Изменение энтропии

.

. Формула Больцмана для энтропии

.

# ***Список использованной литературы и источников***

1. Трофимова Т.И. Курс физики, М.: Высшая школа, 1998, 478 с.

. Трофимова Т.И. Сборник задач по курсу физики, М.: Высшая школа, 1996, 304с

. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики, СПб.: "Специальная литература", 1999, 328 с.

. Трофимова Т.И., Павлова З.Г. Сборник задач по курсу физики с решениями, М.: Высшая школа, 1999, 592 с.

. Все решения к "Сборнику задач по общему курсу физики" В.С. Волькенштейн, М.: Аст, 1999, книга 1, 430 с., книга 2, 588 с.

. Красильников О.М. Физика. Методическое руководство по обработке результатов наблюдений. М.: МИСиС, 2002, 29 с.

. Супрун И.Т., Абрамова С.С. Физика. Методические указания по выполнению лабораторных работ, Электросталь: ЭПИ МИСиС, 2004, 54 с.