

Теоритический миниум. Мне короче вечером евсеев свой даст и я у него перекатаю все.

## Содержание

<b>1</b>	<b>2</b>
1.1 Термическое и калорическое уравнения состояния термодинамической системы . . . . .	2
1.2 Запись с их помощью 1-го начала термодинамики (для элементарного и для произвольного термодинамического процесса) . . . . .	2
<b>2</b>	<b>2</b>
2.1 Теплоёмкость . . . . .	2
2.2 Зависимость теплоёмкостей идеального газа $c_p$ и $c_v$ от типа молекулы, связь между ними (уравнение Майера) . . . . .	3
2.3 Термическое и калорическое уравнения состояния идеального газа . . . . .	3
<b>3</b>	<b>3</b>
3.1 Политропический процесс с идеальным газом . . . . .	3
3.2 Уравнение Пуассона . . . . .	4
<b>4 Скорость звука в идеальном газе</b>	<b>4</b>
<b>5 Тоже не готово , как и предыдущее все</b>	<b>4</b>
5.1 Энтропия . . . . .	4
5.2 2-е начало термодинамики для равновесных (обратимых) и неравновесных (необратимых) процессов в термодинамической системе . . . . .	5
5.3 Изменение энтропии идеального газа в результате перехода между его равновесными состояниями . . . . .	5
<b>6 Пока не сделано</b>	<b>6</b>
6.1 Термодинамические функции . . . . .	6
6.2 Метод получения соотношений Максвелла . . . . .	6
<b>7 Пока не сделано</b>	<b>6</b>
7.1 Фазовые переходы (I и II родов) . . . . .	6
7.2 Уравнение Клапейрона-Клаузиуса и его физический смысл . . . . .	6

# 1

## 1.1 Термическое и калорическое уравнения состояния термодинамической системы

В термодинамической системе согласно опыту объём, давление и температура находятся в функциональной зависимости, как идеальные газы, так и реальные. Эту зависимость можно выразить уравнением, которое и есть **термическим** уравнением состояния системы.

$$f(P, V, T) = 0$$

Так же нам надо знать внутреннюю энергию, как функцию параметров, определяющих состояние, эту зависимость назовем **калорическим** уравнением состояния.

$$U = U(V, T)$$

## 1.2 Запись с их помощью 1-го начала термодинамики (для элементарного и для произвольного термодинамического процесса)

Если записать ЗСЭ для термодинамической системы, то получим

$$\delta Q = dU + \delta A$$

Тогда с рассмотрев приложение первого начала к идеальным газам, получим, что термическим уравнением будет являться уравнение Менделеева-Клайперона  $PV = \mu RT$ . Теперь рассмотрим равновесный квазистатический процесс, тогда  $\delta = PdV$ , и таким образом получаем  $dU = -\delta Q + PdV$ . Здесь, в первом пункте, мы везде рассматривали, что  $\delta Q$  – тепло полученное газом.

# 2

## 2.1 Теплоёмкость

Обозначается обычно  $C$  и есть отношение бесконечно малого количества теплоты  $\delta Q$ , полученного телом к соответствующему приращению  $dT$  его температуры:

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \quad (1)$$

Также сразу отметим связь между молярной  $c_\nu = C/\nu$  и удельной  $c_m = C/m$  теплоёмкостями.

## 2.2 Зависимость теплоёмкостей идеального газа $c_p$ и $c_v$ от типа молекулы, связь между ними (уравнение Майера)

Молекулы можно охарактеризовать степенями свободы – характеристики движения механической системы. Число степеней свободы определяет минимальное количество независимых переменных (обобщённых координат), необходимых для полного описания движения механической системы. Обозначим это число за  $i$ . Тогда:  $c_p = \frac{i+2}{2} \cdot R$  и  $c_v = \frac{i}{2} \cdot R$ . Отметим сразу, что показатель адиабаты (коэффициент Пуассона есть –  $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i}$ ).

Уравнение Майера:  $c_p = c_v + R$

## 2.3 Термическое и калорическое уравнения состояния идеального газа

Итак, записав первое начало термодинамики  $Q = \Delta U + A$ , получим, что для одного моля идеального газа термическим уравнением будет являться  $PV = RT$  – уравнение Менделеева-Клайперона.

Теперь рассмотрим равновесный квазистатический процесс, тогда  $\delta = PdV$ , и таким образом получаем  $dU = -\delta Q + PdV$ .

# 3

## 3.1 Политропический процесс с идеальным газом

Политропический процесс – процесс протекающей при постоянной теплоёмкости:  $C = const$ . В случае идеального газа имеем:

$$CdT = c_v dT + \frac{\nu RT}{V} dV \quad (2)$$

$$PV^n = const$$

Где  $n = \frac{C-c_p}{C-c_v}$  и называется показателем политропы.

Рассмотрим частные случаи

Название процесса	Теплоёмкость	$n$	Уравнение
Адиабатический	$C = 0$	$n = \gamma$	$PV^\gamma = const$
Изобарический	$C = c_p$	$n = 0$	$P = const$
Изохорический	$C = c_v$	$n = 1$	$V = const$
Изотермический	$C = \infty$	$n = 1$	$T = const$

### 3.2 Уравнение Пуассона

Если теплоёмкости  $c_p$  и  $c_v$  не проктически не меняются в широком диапазоне температур, то тогда  $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = const$ , и интегрируя несколько преобразованное уравнение Менделеева-Клайперона получаем **уравнение Пуассона**

$$PV^\gamma = const$$

## 4 Скорость звука в идеальном газе

Так как газы обладают упругостью объёма, а не формы, то в них могут распространяться только продольные волны (но не поперечные и не сдвиговые) волны разрежения-уплотнения.  $c_{zvykanutnova} = \sqrt{\partial P / \partial \rho} = \sqrt{\frac{R \partial T}{\mu}}$ . Но при вычислении по Ньютоновой, мы получам расхождение с реальными показателями, которое было устранено Лапласом, который указал, что плотности и связанные с ними колебания температуры происходят быстро, а теплопроводность воздуха настолько мала, что теплообмен не играет никакой роли. Разности температур между сгущением и разрежениями воздуха звуковой волн не успевают выравниваться, так что в таком случае надо пользоваться не уравнением изотермы, а адиабаты

$$c_{zvyka} = \sqrt{\gamma P / \rho} = \sqrt{\gamma R T / \mu} = c_{zvykanutnova} \cdot \sqrt{\gamma}$$

## 5 Тоже не готово , как и предыдущее все

Изменение энтропии идеального газа в результате перехода между его равновесными состояниями.

### 5.1 Энтропия

Допустим, что круговой процесс, совершаемый системой – квазистатический. Неравенство Клаузиуса

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

Теперь температура самогонотела равна температуре окружающей среды  $T$ . Для квазистатического процесса неравенство Клаузиуса превращается в равенство

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

На этом равенстве и введено понятие энтропии  $S$ .

Энтропия системы есть функция состояния определенная с точностью до произвольной постоянной. Разность энтропий в двух равновесных состояниях 2 и 1, по определению, равна приведенному количеству, которое надо сообщить системе, чтобы перевести её из состояния 1 в состояние 2:

$$S_1 - S_2 = \int_{1 \rightarrow 2 (kvazistat)} \frac{\delta Q}{T}$$

Для дифференциала имеем

$$dS = \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_{kvazistat}$$

## 5.2 2-е начало термодинамики для равновесных (обратимых) и неравновесных (необратимых) процессов в термодинамической системе

Приведем две формулировки, которые эквивалентны.

Формулировка Клаузиуса. Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого был бы переход тепла от более холодного тела к более нагретому. (Тупа переход, без какой либо внешней работы).

Формулировка Томпсона. Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого было бы совершение работы за счет теплоты, взятой от какого-либо тела. (Короче, невозможна машина Томпсона (машина которая берет тепло из нагревателя и всё нго на работу спихивает, холодильника, вообще, нет)).

тепловая машина – устройство, которое преобразует теплоту в работу или обратно и действует строго периодически, т. е. после завершения цикла возвращается в исходное состояние.

## 5.3 Изменение энтропии идеального газа в результате перехода между его равновесными состояниями

Из татради овчинкина переписать

## 6 Пока не сделано

### 6.1 Термодинамические функции

Объединённое уравнение 1-го и 2-го начал термодинамики для равновесных процессов и последовательная «цепочка» термодинамических функций (внутренняя энергия, энтальпия, свободная энергия Гельмгольца, термодинамический потенциал Гиббса).

### 6.2 Метод получения соотношений Максвелла

## 7 Пока не сделано

### 7.1 Фазовые переходы (I и II родов)

Фазовые превращения, при которых первые производные функции  $\mu(T, P)$  (химический потенциал  $\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{S,V}$ ) меняются скачкообразно, называются фазовыми превращениями **первого рода**. Поскольку  $v = \left(\frac{\partial \mu}{\partial P}\right)_T$  и  $s = -\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_P$ . Так как плотность обратно пропорциональна объёму, то она скачкообразно меняется. так же отлична от нуля теплота фазового пререхода  $q_{12} = T(S|_2 - s_1)$ . Примерами может служить: плавление, испарение, возгонка и обратные им.

Фазовые превращения при которых первые производные одной и той же функции (химический потенциал  $\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{S,V}$ ) остаются непрерывными, а вторые меняются скачкообразно, называются фазовыми превращениями **второго рода**. Теплота таких фазовых переходов равна нулю, ибо энтропия  $s = -\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_P$  – непрерывна, плотность вещества тоже меняется непрерывно. поскольку

Фазой называется макроскопическая физически однородная часть вещества, отделенная от остальных частей системы границами раздела, так, что она может быть извлечена из системы механическим путём.

Например, если в сосуде находится вода и водяной пар то система двухфазная, и т. д. В системе может быть несколько твердых и жидких фаз. Но не может содержать более одной газообразной фазы, ибо все газы смешиваются между собой.

### 7.2 Уравнение Клапейрона-Клаузиса и его физический смысл