

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
**«Владимирский государственный университет
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»
(ВлГУ)**

Кафедра химических технологий

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ
«ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭНЕРГОРЕСУРСОСБЕРЕЖЕНИЯ»**

**для студентов ВлГУ, обучающихся по направлению
18.03.02 «Энерго- и ресурсосберегающие процессы в химической технологии,
нефтехимии и биотехнологии»**

Владимир – 2016 г.

Данные методические указания включают рекомендации по содержанию и выполнению лабораторных работ по дисциплине «Теоретические основы энергоресурсосбережения» для студентов направления 18.03.02 «Энерго- и ресурсосберегающие процессы в химической технологии, нефтехимии и биотехнологии» ВлГУ.

Методические указания составлены на основе требований ФГОС ВО и ОПОП направления 18.03.02. «Энерго- и ресурсосберегающие процессы в химической технологии, нефтехимии и биотехнологии», рабочей программы дисциплины «Теоретические основы энергоресурсосбережения».

Рассмотрены и одобрены на
заседании УМК направления
18.03.02 «Энерго- и ресурсосберегающие
процессы в химической технологии,
нефтехимии и биотехнологии»
Протокол № 1 от 5.09.2016 г.
Рукописный фонд кафедры ХТ ВлГУ

Лабораторная работа 1 Второй закон термодинамики. Вычисление изменения термодинамических функций

Теоретическая часть

Второй закон термодинамики, следствие из закона. Второй закон термодинамики связан с необратимостью (односторонней направленностью) всех естественных процессов, происходящих в макром мире. Его наиболее общая формулировка, состоящая в утверждении о том, что природа стремится к переходу от менее вероятных состояний к более вероятным, принадлежит Больцману.

Являясь статистическим законом, второй закон термодинамики отражает поведение большого числа частиц, входящих в состав изолированной системы. В системах, состоящих из небольшого числа частиц, могут иметь место значительные флуктуации, представляющие собой отклонения от второго закона.

Самым вероятным состоянием изолированной термодинамической системы, состоящей из большого, но конечного числа частиц, является состояние ее внутреннего равновесия, которому, как показано ниже, соответствует достижение максимального значения энтропии. Поэтому второй закон нередко называют законом возрастания энтропии. В этой связи его можно сформулировать в виде следующего принципа: энтропия изолированной системы не может убывать.

Отправным моментом к установлению второго закона явилось положение Карно (1796-1832) о том, что необходимым условием получения работы с помощью тепловых машин является наличие как минимум двух источников теплоты: горячего (верхнего) и холодного (нижнего). Это связано с тем, что теплота, полученная рабочим телом от верхнего источника, не может быть полностью превращена в механическую работу. Часть ее должна быть обязательно отдана нижнему источнику теплоты.

Позже выяснилось, что наличие двух источников теплоты обязательно и для работы так называемых тепловых насосов

Приведем несколько формулировок второго закона, относящихся к тепловым машинам:

- а) перпетуумmobile второго рода невозможен (постулат Оствальда); перпетуумmobile второго рода - воображаемый тепловой двигатель, в котором возможно стопроцентное превращение теплоты в работу;
- б) невозможно создать периодически действующую машину, совершающую механическую работу только за счет охлаждения и теплового резервуара (постулат Кельвина);

в) самопроизвольный переход теплоты от более холодных тел к более горячим невозможен (постулат Клаузиуса).

Все эти формулировки, различающиеся по форме, эквивалентны друг другу по существу, так как напрямую связаны с принципом невозможности убывания энтропии изолированной системы.

Для получения аналитической формулировки второго закона термодинамики будем исходить из того, что в общем случае бесконечно малое изменение энтропии системы определяется выражением $dS = dS_e + dS_i$ [6.1]

где dS_e - изменение энтропии системы, связанное с ее взаимодействием с окружающей средой; dS_i - изменение энтропии системы, обусловленное возможным протеканием внутри нее необратимых процессов, например, в ходе установления в ней внутреннего равновесия. Если рассматривать простые однородные системы с двумя степенями свободы, то речь идет об установлении механического (выравнивание давления) и теплового (выравнивание температуры) равновесия. Увеличение энтропии системы при протекании в ней необратимых процессов иногда называют производством энтропии.

По мере приближения изолированной системы к состоянию равновесия производство энтропии будет замедляться, а при установлении равновесия вовсе прекратится. Условие $dS = 0$ будет, таким образом, означать, что энтропия системы максимальна. Обобщая сказанное, можно записать $dS_i \geq 0$ [6.2] Состояние равновесия, соответствующее максимуму S при заданных значениях U и V , называют истинным или устойчивым равновесием.

Рассмотрим теперь изменение энтропии системы за счет ее теплообмена с окружающей средой. Будем считать, что он происходит обратимо. Для этого случая изменение энтропии системы дается выражением $dS = dQ/T$ в котором следует только заменить dS на dS_e . В случае, если теплообмен происходит при конечной разности температур, т.е. необратимо, путем переноса границ системы (переход к расширенной системе) задача может быть сведена к только что рассмотренной. С учетом сказанного можно записать $dS = dQ/T + dS_i$. Так как $dS_i \geq 0$, то окончательно $dS \geq dQ/T$ [6.3]. Полученное уравнение является аналитическим выражением второго начала термодинамики. При $dQ = 0$ из [6.3] следует $dS \geq 0$ [6.4]

В обеих последних формулах знак $>$ относится к необратимым процессам, а знак равенства - к обратимым. Так как в случае обратимых процессов $dS_i = 0$, $adS = dQ/T$, то с учетом (6.1) имеем: $TdS = dU + pdv$ [6.5] Это уравнение называют объединенным уравнением первого и второго законов термодинамики для обратимых процессов.

Лабораторная работа 2 Объединенное уравнение первого и второго законов термодинамики для обратимых процессов

Теоретическая часть

Для 1 кг идеального газа оно может быть записано в виде

$$ds = c_v dT/T + R dv/v \quad [6.6]$$

Возьмем уравнение состояния в дифференциальной форме $dT/T = dp/p + dv/v$ [6.7] и подставим его в [6.6]. Тогда

$$ds = c_v \frac{dp}{p} + (c_v + R) \frac{dv}{v} \quad [6.7]$$

Учитывая, что $(c_v + R) = c_p$, записываем

$$ds = c_v \frac{dp}{p} + c_p \frac{dv}{v} = c_v \left(\frac{dp}{p} + k \frac{dv}{v} \right) \quad [6.8]$$

$$\text{и далее } ds = c_v \frac{d(pv^k)}{pv^k} = c_v d(\ln pv^k) \quad [6.9]$$

Это уравнение удобно использовать при исследовании процессов в тепловых машинах, где изменение удельного объема v имеет аналитическое описание, не зависящее от рабочего процесса, а давление сравнительно просто измерить.

$$\text{Интегрируя (5.19), имеем } \Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2 v_2^k}{p_1 v_1^k} \quad [6.10]$$

Из этого выражения с помощью уравнения Клапейрона и учитывая, что $\chi = c_p/c_v$, можно получить:

$$\underline{\text{при } p = \text{const}} \Delta s = c_v \chi \ln(v_2/v_1) = c_p \ln(v_2/v_1) = c_p \ln(T_2/T_1) \quad [6.11]$$

$$\underline{\text{при } v = \text{const}} \Delta s = c_v \ln(p_2/p_1) = c_v \ln(T_2/T_1) \quad [6.12]$$

$$\underline{\text{при } T = \text{const}} \Delta s = c_v (\chi - 1) \ln(v_2/v_1) = R \ln(v_2/v_1) = R \ln(p_2/p_1) \quad [6.13]$$

Из уравнений [6.1 – 6.13] следует:

- 1) приращение энтропии определяет степень превращения теплоты в работу;
- 2) для необратимых процессов изменение энтропии показывает степень их необратимости;
- 3) если нет разности температур ($\Delta T=0$), то при помощи периодически действующего двигателя превращение теплоты в работу невозможно ($L=0$);
- 4) $(\Delta T/T) = (\Delta L/Q) = \eta$; чем больше разность температур системы, тем больше коэффициент превращения теплоты в работу, тем больше коэффициент полезного действия тепловой машины;

5) $dS=(dL/dQ)$ - для обратимых процессов; $dS>(dL/dQ)$ - для необратимых процессов. Это означает, что при обратимых процессах теплота, затраченная на систему, или выделенная системой будет производить максимальную работу. Изменение свободной энергии системы ΔF по своему численному значению равно величине максимальной работы, взятой со знаком минус $L_{\text{макс}}= -\Delta F$ [6.14]. В процессах, идущих при постоянном объеме F_v называют термодинамическим потенциалом при постоянном объеме, или изохорным потенциалом, или свободной энергией. В процессах, идущих при постоянном давлении F_p называют термодинамическим потенциалом при постоянном давлении, или изобарным потенциалом. Между ними имеется связь $(\Delta F)_v=(\Delta F)_p -P\Delta V$ [6.15].

Лабораторная работа 3 Вычисление изменения термодинамических функций в примерах и задачах для самостоятельного решения

Пример 6.1. Вычислить изменение энтропии при переходе 1 кг воды, взятой при 25°C, в состояние перегретого пара с температурой 200°C при нормальном давлении. Принять: а) теплоемкость воды равной 4,2 кДж/кгК независимой от температуры; б) среднюю молярную теплоемкость $C_{\text{водяных паров}}$ при перегреве их от 100 до 200°C равной 33,8 кДж/кмоль и теплоту испарения воды равной 2260 кДж/кг.

Решение. В данном примере ΔS определится как сумма трех величин:

- 1) ΔS_1 — изменение энтропии воды при нагревании ее от 25°C (298°K) до температуры кипения (373°K);
- 2) ΔS_2 — то же при переходе воды из жидкого в парообразное состояние;
- 3) ΔS_3 — то же при перегреве водяных паров до 200°C (473°K).

Подсчитаем каждую из этих величин в отдельности:

$$\Delta S_1 = \int_{298}^{373} \frac{C_p dT}{T} = \bar{C}_p \cdot 2,3 \cdot \lg(373 / 298) = \bar{C}_p \cdot 2,3 \cdot \lg(373/298) = 0,94 \text{ кДж/кг}$$

$$\Delta S_2 = r_{\text{исп}}/T = 2260/373 = 6,06 \text{ кДж/кг}$$

$$\Delta S_3 = \int_{373}^{473} \frac{C_p dT}{T} = \bar{C}_p \cdot 2,3 \cdot \lg(473 / 373) = \bar{C}_p \cdot 2,3 \cdot \lg(473/373) = 8,0 \text{ кДж/кмоль}$$

$$\Delta S_3 (\text{кДж/кг}) = (8,0 \text{ кДж/кмоль})/18 = 0,44 \text{ кДж/кг}$$

Отсюда :

$$\Delta S = 0,94 + 6,06 + 0,44 = 7,44 \text{ кДж/кг.}$$

Пример 6.2. Вычислить изменение термодинамических функций 1 кмоль углекислого газа при нагревании его от 0 до 1000°C при нормальном давлении.

Решение. Подсчитаем количество тепла, необходимое для нагревания 1 моль CO_2 от 0°C (273°K) до 1000°C (1273°K), пользуясь выражением температурной зависимости его теплоемкости при нормальном давлении (см. табл. 6.2).

$$C_p^{CO_2} = 32,2 + 0,0222T - 3,48 \cdot 10^{-6}T^2; Q = \int_{273}^{1273} (32,2 + 0,0222T - 3,48T^2) dT$$

Интегрируя это уравнение и вынося $(T_2 - T_1)$ за скобку, получим $Q = \Delta I = (1273 - 273) \cdot [32,2 + 0,0111(1273 + 273) - 1,16 \cdot 10^{-6}(1273^2 + 1273 \cdot 273 + 273^2)] = 40\,930$ кДж/кмоль. Изменение энтропии подсчитываем по

$$\text{уравнению } \Delta S = \int_{273}^{1273} \frac{C_p dT}{T} = \int_{273}^{1273} [(32,2/T) + 0,0222 - 3,48 \cdot 10^{-6}T] dT$$

Отсюда: $\Delta S = 32,2 \ln(1273/273) + 0,0222(1273 - 273) - 1,74 \cdot 10^{-6}(1273^2 - 273^2) = 66$ кДж/кмоль·град

Подсчитаем $L = \Delta(PV)$ в пределах $0-1000^\circ\text{C}$

$$L = \Delta(PV) = PV_2 - PV_1 = RT_2 - RT_1 = 8,3144(1273 - 273) = 8310 \text{ кДж/кмоль}$$

Отсюда изменения внутренней (ΔU) и свободной (ΔF) энергии CO_2 будут равны:

$$\Delta U = Q - \Delta(PV) = 40\,930 - 8310 = 32620 \text{ кДж/кмоль,}$$

$$(\Delta F)_p = \Delta I - T\Delta S = 40\,930 - 1273 \cdot 66 = -43\,090 \text{ кДж/кмоль.}$$

Лабораторная работа 4 Вычисление изменения энтропии

Варианты задания

Вычислить изменение энтропии при переходе m кг воды, взятой при $t_1^\circ\text{C}$, в состояние перегретого пара с температурой $t_2^\circ\text{C}$ при нормальном давлении. Принять: а) теплоемкость воды равной $4,2$ кДж/кг независимой от температуры; б) среднюю мольную теплоемкость $C_{p, \text{водяных паров}}$ при перегреве их от 100 до 200°C равной $33,8$ кДж/кмоль и теплоту испарения воды равной 2260 кДж/кг. Варианты задания представлены в табл. 6.1

Таблица 6.1

Варианты задания 6.1

Вариант	Масса воды, m кг	$t_1^\circ\text{C}$	$t_2^\circ\text{C}$
1	20	12	180
2	28	10	185
3	16	8	190
4	24	6	200
5	22	12	170
6	20	14	160
7	18	16	155

8	14	18	180
9	26	24	185
10	12	20	190
11	10	22	200
12	8	12	170
13	4	10	160
14	5	8	155
15	2	6	180
16	20	14	185
17	18	16	190
18	14	18	200
19	26	24	170
20	12	20	160

Лабораторная работа 5 Вычисление изменения термодинамических функций

Варианты заданий

Вычислить изменение термодинамических функций N кмольгаза при нагревании его от 0 до t_2 °С при нормальном давлении . Температурная зависимость мольной теплоемкости газов при нормальном давлении представлены табл. 6.2. Варианты задания 6.2 в табл. 6.3.

Таблица 6.2

Температурная зависимость истинной мольной теплоемкости газов и паров при нормальном давлении

Наименование газа	Истинная мольная теплоемкость, кДж/моль·град	Температура границы, °С
He, Ne, Ar, Kr, Xe и пары металлов	20,82	-
Cl ₂ , Br ₂ , I ₂	$31 + 0,0042 T$	0-2000
H ₂	$28,8 + 0,000276T + 1,17 \cdot 10^{-6} T^2$	0-1700
H ₂ O, H ₂ S	$28,8 + 0,01375T - 1,435 \cdot 10^{-6} T^2$	0-2000
O ₂ , N ₂ , CO, HCl, воздух	$28,3 + 0,00254T + 0,545 \cdot 10^{-6} T^2$	0-2000
CO ₂ , SO ₂	$32,2 + 0,0222T - 3,48 \cdot 10^{-6} T^2$	0-2200
NH ₃	$24,8 + 0,0376T - 7,40 \cdot 10^{-6} T^2$	0-1700
NO ₂	$29,3 + 0,0298T - 3,61 \cdot 10^{-6} T^2$	-

CH ₄	$14,15 + 0,075T - 17,54 \cdot 10^{-6}T^2$	0-1000
C ₂ H ₆	$5,76 + 0,1755T - 0,058 \cdot 10^{-3}T^2$	0-1200
C ₃ H ₈	$0,504 + 0,270T - 0,0952 \cdot 10^{-3}T^2$	0-1200
C ₂ H ₂	$24,4 + 0,0222T - 0,0231 \cdot 10^{-3}T^2$	0-1200
C ₆ H ₆	$-21,1 + 0,401T - 0,170 \cdot 10^{-3}T^2$	-
S ₂	$35,9 + 0,00125T$	0-1200
SO ₃	$18,85 + 0,067T$	-
CH ₄ OH (газ)	$20,45 + 0,1037T - 0,0247 \cdot 10^{-3}T^2$	0-400
C ₂ H ₅ OH (газ)	$9,05 + 0,208T - 0,0651 \cdot 10^{-3}T^2$	0-400
CH ₃ CHO (газ)	$19,0 + 0,1395T - 0,0389 \cdot 10^{-3}T^2$	0-400
HCHO (газ)	$20,94 + 0,0586T - 0,0156 \cdot 10^{-3}T^2$	0-1250
HCOOH (газ)	$30,70 + 0,0895T - 0,0346 \cdot 10^{-3}T^2$	0-1250

Таблица 6.3

Варианты задания 6.2

Вариант	Газ	Количество молей газа, <i>n</i>	Температура, <i>t</i> ₂ °С
1	NH ₃	20	1500
2	NO ₂	40	800
3	CH ₄	18	600
4	C ₂ H ₆	16	1000
5	C ₃ H ₈	26	200
6	C ₂ H ₂	14	800
7	C ₆ H ₆	34	400
8	S ₂	12	1000
9	SO ₃	8	200
10	CH ₄ OH (газ)	6	300
11	C ₂ H ₅ OH (газ)	32	350
12	CH ₃ CHO (газ)	36	400
13	HCHO (газ)	26	800
14	HCOOH (газ)	38	1000
15	Cl ₂	16	1200
16	O ₂	26	1400
17	N ₂	14	1600
18	Br ₂	34	1800
19	H ₂	12	1500
20	I ₂	8	1500

Задание:

- Изучить теоретическую часть;
- Дать ответы на поставленные вопросы по работе изохорного процесса;
- Привести решение примеров;
- Представить решение заданий 6.2 по своему варианту

Подготовить отчет

Лабораторная работа 6 Третий закон термодинамики. Работа адиабатического процесса

Теоретическая часть

Третий закон термодинамики был установлен Нернстом (1864—1941, Лауреат Нобелевской премии 1920 г.) на основе обобщения экспериментальных исследований различных веществ при сверхнизких температурах. Он известен как тепловая теорема или принцип Нернста: в любом изотермическом процессе, проведенном при абсолютном нуле температуры, изменение энтропии системы равно нулю, т.е. $\Delta S_{T \rightarrow 0} = 0$, $S = S_0 = \text{const}$. Иначе говоря при абсолютном нуле температуры изотермический процесс одновременно является изоэнтропийным. Принцип Нернста был развит Планком, который предположил, что при абсолютном нуле температуры энтропия равна нулю.

В соответствии с третьим законом изотерма-изоэнтропа $T=0$, $S=0$. в sT -координатах вырождается в точку (начало координат). В результате этого замкнутый круговой процесс, состоящий, например, из двух изотерм и двух адиабат, в случае теплоотвода при $T=0$ изобразился бы в sT -координатах отрезком прямой на оси T , т.е. его площадь была бы равна нулю. В этой связи третий закон термодинамики нередко формируют как принцип невозможности вечного двигателя третьего рода -воображаемого двигателя, в котором осуществлялся бы замкнутый круговой процесс с отводом теплоты от рабочего тела при абсолютном нуле температуры.

Следствием третьего закона термодинамики является положение о недостижимости абсолютного нуля температуры. Данное следствие, конечно, не запрещает приближаться к нему сколь угодно близко. Равенство нулю энтропии при абсолютном нуле температуры имеет своей причиной квантовый характер процессов, происходящих при низких температурах, и выполняется для

обычных систем, которые могут находиться при сверхнизких температурах в состоянии истинного равновесия.

Так называемые необычные системы (например, кристаллы LiF) могут находиться в состояниях как с положительной, так и отрицательной температурой.

Адиабатическим называется такой процесс, при котором между системой и окружающей средой не происходит теплообмена, т. е. $dQ=0$, а работа, затраченная на систему или совершенная системой, идет исключительно на изменение её внутренней энергии $L=-\Delta U$.

Подобные процессы являются идеальными, т.к. в действительности изолировать полностью систему от окружающей среды не представляется возможным. Однако при работе компрессоров, сжатие идет настолько быстро, что сжатый газ не успевает передать выделяющееся тепло в окружающую среду. В холодильных установках, конденсаторах при наличии высококачественной теплоизоляции обмен теплом с окружающей средой сведен до минимума, и расчеты ведут, пользуясь уравнениями адиабатического или, более точно, политропического процесса. Уравнения адиабатического процесса:

$$PV^\chi = \text{const} \quad [6.14] \quad 39 ; \quad TV^{\chi-1} = \text{const} \quad [6.15] \quad 39\text{-а} ; \quad TP^{(1-\chi)/\chi} = \text{const} \quad [6.16] \quad 39\text{-б}$$

где показатель адиабаты χ – величина постоянная и равна $\chi = \bar{C}_p / \bar{C}_v$

На основании вышеизложенного получаем уравнения состояния системы при адиабатическом процессе,

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\chi-1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \quad [6.17] \quad 40 \quad \text{где } P_1, V_1, T_1 \text{ – начальное состояние газа; } P_2, V_2, T_2 \text{ – конечное состояние газа.}$$

Решая уравнение Менделеева-Клапейрона относительно работы в адиабатическом процессе имеем:

$$L = \frac{P_1 V_1}{\chi - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\chi-1} \right] = \frac{nRT_1}{\chi - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\chi-1} \right] \quad [6.18]$$

$$L = \frac{P_1 V_1}{\chi - 1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \right] = \frac{nRT_1}{\chi - 1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \right] \quad [6.19]$$

$$L = \frac{P_1 V_1}{\chi - 1} \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right] = \frac{nRT_1}{\chi - 1} \left[\frac{T_1 - T_2}{T_1} \right] = \frac{nR}{\chi - 1} [T_1 - T_2] \quad [6.20]$$

$$L = \frac{P_1 V_1 - P_2 V_2}{\chi - 1} \quad [6.21]$$

Уравнения [6.18] - [6.21] дают выражения работы абсолютно адиабатического процесса. В этом процессе рабочее тело (газ) при адиабатическом сжатии или расширении не совершает замкнутого (кругового) цикла. Однако сжатие или расширение газа или пара в двигателях протекает таким образом, что газ или пар, совершая в цилиндре двигателя работу, периодически возвращается в начальное состояние. Работа такого замкнутого (кругового) процесса в χ раз больше работы абсолютного адиабатического процесса. Следовательно при подсчете работы двигателей и компрессоров уравнения [6.18] - [6.21] примут вид

$$L = \frac{\chi}{\chi-1} P_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\chi-1} \right] = \frac{\chi}{\chi-1} nRT_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\chi-1} \right] \quad [6.22]$$

$$L = \frac{\chi}{\chi-1} P_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \right] = \frac{\chi}{\chi-1} nRT_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \right] \quad [6.23]$$

$$L = \frac{\chi}{\chi-1} P_1 V_1 \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right] = \frac{\chi}{\chi-1} nR [T_1 - T_2] \quad [6.24]$$

$$L = \frac{\chi(P_1 V_1 - P_2 V_2)}{\chi-1} \quad [6.25]$$

Лабораторная работа 7 Третий закон термодинамики. Работа политропного процесса

Теоретическая часть

В действительности сжатие и расширение в этих процессах протекает не адиабатически и не изотермически, и лишь в определенных случаях только приближается к одному из них. Такие реальные процессы, в которых отводится тепло наружу или поступает в систему извне называются **политропными процессами**. Во все уравнения адиабаты вместо показателя адиабаты χ входит показатель политропы m . Политропические уравнения будут выражены:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{m-1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} \quad [6.26]$$

$$L = \frac{m}{m-1} P_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{m-1} \right] = \frac{m}{m-1} nRT_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{m-1} \right] \quad [6.27]$$

$$L = \frac{m}{m-1} P_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right] = \frac{m}{m-1} n R T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right] \quad [6.28]$$

Уравнения [6.26] и [6.28] применимы как к адиабатическим, так и к политропическим процессам.

В случае расширения газа либо по закону адиабаты, либо по закону политропы имеют место два случая: 1) расширение идет с совершением внешней работы (сжатый газ при расширении воздействует на поршень цилиндра и через него производится работа); 2) расширение идет без совершения внешней работы, например, когда газ через вентиль переходит из сосуда с высоким давлением в сосуд с низким давлением (дросселирование газа). В этом случае все уравнения [6.14] - [6.28] ко второму процессу не применимы. Для второго случая используются эмпирические уравнения для подсчета перепада температур:

$$\Delta T = \alpha \left(\frac{273}{T_1} \right)^2 \Delta P \quad [6.29]; \quad \Delta T = (a + b \Delta P) \left(\frac{273}{T_1} \right)^2 \Delta P \quad [6.30];$$

$$\Delta P = 5,75 \cdot 10^{-2} \left[\Delta T - 2043,55 \lg \left(1 - \frac{\Delta T}{888,5 - T_2} \right) \right] \quad [6.31]$$

В уравнениях [6.29] - [6.30] ΔT – перепад температур, ΔP – перепад давлений в кН/м². T_1 и P_1 – температура и давление газа до расширения; T_2 и P_2 – температура и давление газа после расширения; α , a и b – коэффициенты, найденные эмпирическим путем представлены в табл. 6.4

Уравнения [6.29] - [6.30] дают точные результаты для сравнительно высоких температур и низких давлений. В расчетной практике при других условиях пользуются тепловыми ($T - S$) и ($I - T$) диаграммами. [2]

Таблица 6.4

Значения эмпирических коэффициентов

Газ	α	a	b
1. Кислород	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$3,13 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-8}$
2. Углекислый газ	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$3,13 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-8}$
3. Воздух	$2,87 \cdot 10^{-3}$	$2,68 \cdot 10^{-3}$	$8,6 \cdot 10^{-8}$
4. Азот	$3,2 \cdot 10^{-3}$	-	-
5. Водород	$0,31 \cdot 10^{-3}$	-	-

6.5. Примеры задач и варианты для их решения

Пример 6.1. 150 м³ водорода подвергаются адиабатическому сжатию от 100 кН/м² до 500 кН/м²; температура газа до сжатия 17°С. Подсчитать температуру и объем водорода после сжатия, если $\chi_{\text{H}_2} = 1,41$
Решение. По уравнению [6.26] определяем T_2 и V_2

$$T_2 = 290 \cdot (500/100)^{0,29} = 462 \text{ К (189 °С)}$$

$$V_2 = 150^{0,41} \cdot (290/462) = 48,4 \text{ м}^3$$

Пример 6.2. Компрессор засасывает 100 м³ водорода в 1 мин (60 сек) и сжимает его от 100 кН/м² до 800 кН/м². Определить потребляемую мощность двигателя компрессора, если сжатие водорода идет адиабатически, коэффициент полезного действия (к.п.д.) от двигателя к компрессору равен 0,8.

Решение. По уравнению [6.23] получаем

$$L = [(1,41 \cdot 100 \cdot 100) / (1,41 - 1)] \cdot [1 - (800/100)^{0,29}] = -28600 \text{ кДж}^*)$$

*) знак минус свидетельствует о том, что работа затрачивается на систему
 Мощность компрессора составит $W = 28600 \text{ кДж} / 60 \text{ сек} = 476 \text{ кВт}$, мощность двигателя $W_{\text{дв}} = W / \eta = 476 / 0,8 = 595 \text{ кВт}$

Варианты решения задач представлены в табл.6.5 и 6.6

Задание 6.3. Заданный объем газа V_1 подвергается адиабатическому сжатию от P_1 до P_2 . температура газа до сжатия 20°С. Подсчитать температуру и объем газа после сжатия, $\chi_{\text{газа}}$ определить по табл. 5.3

Таблица 6.5.

Варианты задания 6.3

Вариант	Газ	$V_1, \text{ м}^3$	$P_1, \text{ кН/м}^2$	$P_2, \text{ кН/м}^2$
1	кислород	100	70	600
2	окись углерода	120	80	260
3	сероводород	140	90	800
4	этан	180	100	340
5	Аргон	200	40	420
6	воздух	260	50	560
7	азот	220	60	380
8	метан	240	70	490
9	пропилен	120	80	500
10	углекислый газ	140	20	480
11	этилен	180	30	600

12	Аммиак	200	90	260
13	Ацетилен	260	100	800
14	водород	220	60	340
15	гелий	240	70	420
16	воздух	100	80	560
17	азот	120	20	380
18	метан	140	30	490
19	пропилен	180	90	500
20	углекислый газ	200	100	480

Задание 6.4. . Компрессор засасывает V_1 м³ газа в 2 мин и сжимает его от P_1 кН/м² до P_2 кН/м². Определить потребную мощность двигателя компрессора, если сжатие газа идёт адиабатически, коэффициент полезного действия (к.п.д.) от двигателя к компрессору равен 0,85.

Таблица 6.6.

Варианты задания 6.4

Вариант	Газ	V_1 , м ³	P_1 , кН/м ²	P_2 , кН/м ²
1	кислород	100	90	800
2	окись углерода	120	100	340
3	сероводород	140	40	420
4	этан	180	50	560
5	Аргон	200	60	380
6	воздух	260	70	490
7	азот	220	80	500
8	метан	240	20	480
9	пропилен	120	30	600
10	углекислый газ	140	90	260
11	этилен	180	100	800
12	Аммиак	200	90	340
13	Ацетилен	260	100	420
14	водород	220	40	560
15	гелий	240	50	380
16	воздух	100	60	490
17	азот	120	70	500
18	метан	140	80	480
19	пропилен	180	90	500
20	углекислый газ	200	100	480

Задание:

- Изучить теоретическую часть;
- Дать ответы на поставленные вопросы по работе изохорного процесса;
- Привести решение примеров;
- Представить решение заданий 6.3, 6.4 по своему варианту

Подготовить отчет