

1. ОСНОВНИ ПОИМИ

1. 1. ПРЕДМЕТ И ПОДЕЛБА НА ТЕРМОДИНАМИКАТА

Зборот **термодинамика** доаѓа од грчките зборови „термо“—топлина и „динамика“—сила. **Термодинамиката** е наука која ги истражува законите на трансформирање на енергијата при различни физички, хемиски и др. процеси кои се придружени со промена или ослободување на топлина. Во прв ред термодинамиката ги истражува законите на претворањето на топлината во механичка работа и обратно.

Во зависност од областа и карактерот на проблемите што ги третира, термодинамиката се дели на: физичка, хемиска и техничка термодинамика.

Физичката термодинамика ги утврдува општите теоретски основи на термодинамиката и ги разгледува физичките појави при топлотните процеси. Така, на пример, таа ги разгледува термодинамичките особини на телата во различни агрегатни состојби, магнетните и електричните појави предизвикани од топлотните процеси, особините на енергијата на зрачење итн.

Хемиската термодинамика ги истражува основните закони на термодинамиката сврзани со хемиските и физико-хемиските процеси. Така, на пр., таа ги истражува топлотните ефекти при различните хемиски реакции, хемиски рамнотежи, итн.

Техничката термодинамика ја истражува примената на законите на термодинамиката во процесите при претворањето на топлината во работа.

Основна задача на техничката термодинамика е разработување на теоријата на топлотните машини, односно пронајдување начини како со помалку гориво да се постигне што поголема механичка работа.

Во основа термодинамиката како наука се базира на два експериментално потврдени закони наречени Прв и Втор закон на термодинамиката. Првиот закон на термодинамиката претставува примена на општиот природен закон — закон за одржување, трансформирање на енергијата. Вториот закон го одредува токот или насоката на одвивање на топлотните процеси во природата и неопходните услови за претворување на топлотната енергија во механичка работа.

Бидејќи кај топлотните машини како главен носител на топлината се јавуваат гасовите и парата, термодинамиката во прв ред се занимава со истражување на топлотните појави кај гасовите и парата.

1. 2. ЕНЕРГИЈА — РАБОТА

Во воведот дефинираме дека под поимот енергија во општа смисла на зборот ни подразбираме сите форми на движење на материјата. Во природата, а и во секојдневниот живот се среќаваме со најразлични облици на енергија (движење на материјата): каменот кога паѓа, автомобилот кога се движи и сл. Сите овие тела на различен начин ни покажуваат ист облик на енергија — механичка енергија. Споменатите движења на материјата се лесно воочливи од страна на човекот (движење на макротела: макро — голем).

Покрај овие макро движења на видливите тела, според молекуларно-кинетичката теорија постојат и движења во внатрешноста на одделни тела, кои го вршат молекулите и атомите во нив. Овие движења се невидливи за човекот (движење на микротелата; микро-мал).

Една од надворешните манифестации, заради внатрешното движење на молекулите во некое тело, е појавата на **топлогна енергија**, која се манифестира преку температурата на телото. Колку е поголема брзината на движењето на атомите и молекулите во некое тело, толку е поголема неговата топлогна енергија, односно температура.

Во општ случај некое тело, кое надворешно гледано мирува, има одредена **внатрешна енергија** која претставува збир на:

1. енергијата на праволиниското движење на молекулите,
2. енергијата на вртливото движење на молекулите,
3. енергијата на осцилирање на атомите во молекулите,
4. енергијата на меѓумолекуларното дејство,
5. енергијата на заемно дејство меѓу електроните и јадрото во атомот,
6. енергијата на атомското јадро (атомска енергија).

Во термодинамиката во внатрешна енергија на некое тело се земаат првите четири енергии, бидејќи атомската енергија и енергијата на заемното дејство меѓу електроните и јадрото во атомот не се менуваат во текот на термодинамичките процеси, односно не влијаат на топлогната манифестација на внатрешното движење на молекулите.

Ако некој вид енергија се појавува како резултат на движењето на одредени материјални точки или тела, таа се нарекува **кинетичка енергија**. Ако пак некој вид енергија се појавува како резултат на промена на положбата на едно тело спрема друго, таа се нарекува **потенцијална енергија**. Според тоа внатрешната енергија претставува збир на кинетичката и потенцијалната енергија на молекулите во некое тело.

Големината со која ја мериме количината енергија, која при некој процес преминува од еден вид во друг, во општ случај ја нарекуваме **работа**.

Работата се јавува како вид *преодна* или *крајноконрајна енергија* при претворањето на еден вид енергија во друг. Еден вид преодна енергија е механичката работа, која не може да се акумулира, а мора да се троши онака како што се појавува.

Единица за мерење на работата и сите видови енергија, односно потенцијална, кинетичка, топлогна, нуклеарна итн. е џул (Ознака: J)¹⁾

¹⁾ Д. Џул (1818-1889), англиски физичар

Џул е работа што ќе ја изврши сила од еден њутн кога нејзината нападна точка ќе се помести за еден метар во насоката на силата.

$$1 \text{ J} = \text{њутн} \times \text{метар} = \text{N} \cdot \text{m}$$

Извршена работа во единица време претставува моќ. Основна единица за моќ е *ват* (W), а тоа е извршена работа од 1 яул за 1 секунда, односно:

$$1 \text{ W} = \frac{1 \text{ J}}{1 \text{ s}}$$

1.3. РАБОТНО ТЕЛО, АГРЕГАТНИ СОСТОЈБИ И ГОЛЕМИНИ НА СОСТОЈБАТА

Да разгледаме некој гас сместен во цилиндар 1 (сл. 1), на кој дејствува клин 2 преку пружината 3. Во определени услови силата што дејствува на клинот однадвор, заради дејството на пружината, ќе биде во рамнотежа со силата што дејствува на клинот од внатре, заради притисокот на гасот. Ако го загреваме гасот, ќе почне да му се зголемува притисокот, и клинот ќе почне да се движи кон пружината, заради што таа ќе се собере. Со тоа гасот извршил механичка работа, односно топлината ја претворил во механичка работа.



Сл. 1

Од наведениот пример, а можат да се изведат и безброј други, се заклучува дека за претворање на еден вид енергија во друг е неопходно посредство на некоја материја, во случајов гасот, која се нарекува **работно тело**. Во разгледуваниот пример *работното тело се издвојува како носител на енергија или медиум кој врши работата*, додека другите делови (цилиндарот, клинот, пружината) претставуваат „око-

лина“. Значи *околина се нарекуваат сите тела што го окружуваат работното тело и заемно дејствуваат со него*.

Работното тело со околината претставува таканаречен **термодинамички систем**, кој можеме да го дефинираме како *збир на различни физички тела кои имаат можност меѓу себе и со околината да разменуваат енергија во вид на работата и топлина*.

Телата во природата можат да постојат во три агрегатни состојби: тврда, течна и гасовита. Постои и четврта агрегатна состојба: плазма — јонизиран гас, кој се јавува при многу високи температури. Во секоја од овие состојби телото се состои од молекули кои меѓу себе се поврзани со меѓумолекуларни сили.

Кај тврдите тела меѓумолекуларните привлечни сили се толку големи, што телото си го задржува својот облик и кога на него дејствуваат надворешни сили.

Кај течностите меѓумолекуларните сили, во споредба со тврдите тела, се помали и според тоа тие не можат да го задржат својот облик, но ја задржуваат зафатнината и се приспособуваат на обликот на садот во кој се наоѓаат.

Кај гасовите растојанијата меѓу молекулите се неспоредливо поголеми во однос на течностите и тврдите тела, што се должи на многу малите меѓумолекуларни сили, заради што гасовите се шират во целиот простор.

При одредени услови секое тело може да преминува од една во друга агрегатна состојба. На пр. водата при ладење може да преминува од течна во тврда состојба (мраз), и при загревање од течна во гасовита состојба (пара).

Како најприкладни работни тела се земаат материите во гасовита состојба (гасовите и парата), кај кои сите процеси при загревањето, ладењето, ширењето итн. се одвиваат многу брзо. Затоа се примената на гасовитите работни тела во современите топлотни машини, доаѓаат до израз нивните најдобри карактеристики (полесно се, имаат поголема сила, поевтини се, побрзоодни и др.).

Физичката состојба на работното тело е определена со некои параметри кои ги нарекуваме големини на состојбата. Во општ случај можат да се изберат повеќе параметри, но, за потполно дефинирање на состојбата на работното тело доволни се три, а тоа се: *притисокот* (p), *температурата* (t) и *специфичниот волумен* (v), кои се нарекуваат **основни големини на состојбата**.

Овие големини се меѓусебно зависни, нивната математичка зависност се нарекува **равенка на состојбата**, од која ако се познати два параметра се изнаоѓа третиот.

Во термодинамиката, заради упростување на анализите, е воведен поимот **идеален гас**. Под идеален гас подразбираме таков гас кај кој меѓумолекуларните сили се толку мали што можат да се занемарат, а нивниот волумен е занемарлив спрема волуменот на меѓумолекуларниот простор, односно молекулите можат да се замислат како материјални точки рамномерно распоредени во просторот што го заема гасот.

Некое гасовито тело по своите особини ќе биде поблиску до идеалниот гас, доколку е подалеку од течната состојба, бидејќи тогаш растојанијата меѓу молекулите се големи, а меѓумолекуларните сили занемарливи. Треба да се има предвид дека некои гасови при исти услови различно се оддалечени од течната состојба. Така на пр. при нормален атмосферски притисок азотот преминува во течна состојба на -196°C , водородот на -225°C , додека пак водената пара веќе на $+100^{\circ}\text{C}$ преминува во течна состојба. Тоа значи дека азотот и водородот при нормален атмосферски притисок и собна температура (20°C) се далеку од течната состојба, односно многу блиску до идеалниот гас. Од друга страна, водената пара дури и на релативно висока температура од $+100^{\circ}\text{C}$ преминува во течна состојба.

Можеме да заклучиме дека некој гас е поблиску до идеалниот гас, доколку температурата при ист притисок му е повисока, или притисокот при иста температура му е понизок. Наголемувањето на температурата, односно намалувањето на притисокот условуваат зголемување на волуменот на гасот, тоа пак ги зголемува растојанијата меѓу молекулите, а ги намалува меѓумолекуларните сили, и со тоа гасот се приближува до идеалниот гас. Такви се:

- благородните гасови (хелиум — He , неон — Ne , аргон — Ar , криптон — Kr , ксенон — X , радон — Rn),
- двоатомните гасови (кислород — O_2 , азот — N_2 , водород — H_2 , јаглерод монооксид — CO , азот монооксид — NO).

— триатомните и повеќестомните гасови (метан — CH_4 , етилен — C_2H_4 и др.),

— гасовитите смеси (атмосферски воздух, гас од високите печки, изгорените гасови во ложницата и др.).

За разлика од идеалните гасови, за кои важат гасните закони како и равенката на состојбата (за која покасно ќе стане збор), за термодинамиката се важни и таканаречените **реални гасови**, кај кои ќе може да се зацemerат меѓумолекуларните сили. Реалните гасови со промената на температурата и притисокот лесно си ја менуваат агрегатната состојба. Како реални гасови се сметаат: водената пара, амонијачната пара, живината пара, сулфур диоксидот (SO_2), јаглерод диоксидот (CO_2) парата на бензинот, маслата и др. Но, сепак и реалните гасови, ако се наоѓаат на релативно високи температури и ниски притисоци, се приближуваат со своите особини до идеалните гасови. Од друга страна, пак, идеалните гасови на ниски температури и високи притисоци се доближуваат до реалните гасови. Значи, суштински гледано, поделбата на гасовите на идеални и реални е зависно од изборот на подрачјето на температурата и притисокот во кое тој гас го разгледуваме.

1.4 ГУСТИНА, СПЕЦИФИЧЕН ВОЛУМЕН

Густината (ρ) на која и да било хомогена материја претставува количник од нејзината маса (m) и нејзиниот волумен (V):

$$\rho = \frac{m}{V} \left[\frac{kg}{m^3} \right] \quad (1)$$

Густината е зависна од големините на состојбата на телото, како на пример, од температурата и притисокот. Од тие причини при давање на вредноста за густината се наведуваат тие податоци.

Специфичниот волумен (v) на која и да било хомогена материја претставува количник на нејзиниот волумен и нејзината маса.

$$v = \frac{V}{m} \left[\frac{m^3}{kg} \right] \quad (2)$$

Значи, специфичниот волумен има реципрочна вредност од густината:

$$v = \frac{1}{\rho} \quad (3)$$

1.5. ПРИТИСОК

1.5.1. ПОИМ И ВИДОВИ ПРИТИСОК

Притисокот (p) *йрејисјавува количник меѓу силата (F) и површината (A) на која јаа сила нормално дејсјуеува:*

$$p = \frac{F}{A} \quad (4)$$

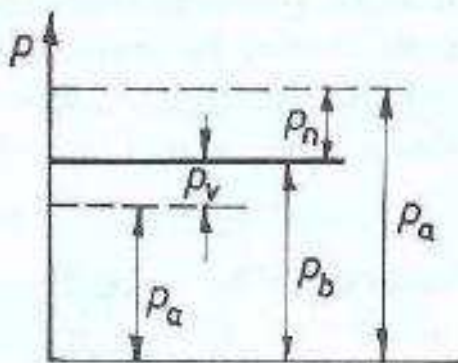
Бидејќи силата се мери во њути (N), а површината во квадратни метри (m^2), тогаш основна единица за мерење на притисок е њути на квадратен метар (N/m^2), која единица е наречена паскал (ознака: Pa)

$$Pa \text{ [паскал]} = \frac{N \text{ [њути]}}{m^2 \text{ [метар квадратен]}}$$

При решавањето на конкретни задачи се применуваат и многукратните на единицата Pa , и тоа: мегапаскал (MPa) = $10^6 (Pa)$ и килопаскал (kPa) = $10^3 (Pa)$.

Кај течностите и гасовите разликуваме неколку вида притисоци. Притисокот на околината го нарекуваме *атмосферски* или *барометарски* притисок (ознака: p_b). Вишокот на притисокот над атмосферскиот го нарекуваме *најјирисок* или *манометарски* притисок (ознака: p_n). Кусокот на притисокот под атмосферскиот го нарекуваме *појјирисок* или *вакуум* (ознака: p_v).

Вистинскиот притисок на течностите и гасовите го нарекуваме *абсолютен* притисок (ознака: p_a).



Сл. 2

Во термодинамиката во сите равенки, табели и дијаграми се работи со апсолутниот притисок, бидејќи тој се појавува како големина на состојбата.

За наведените поими за притисок важат следниве односи:

$$p_a = p_b + p_n \quad (5)$$

$$p_a = p_b - p_v \quad (6)$$

Овие односи графички се прикажани на

Сл. 2

1.6. ТЕМПЕРАТУРА

1.6.1. ПОИМ ТЕМПЕРАТУРА

Температурата ја карактеризира топлинската состојба на телата, степенот на нивната загреаност и е една од најважните термодинамички големици. Кога две тела, од кои едното е потопло од другото, се допрат, веднаш се забележува дека потоплото тело се лади, а поладното се затоплува. При тоа, тие ќе ја менуваат својата топлинска состојба сè дотогаш, додека не се израмни нивниот степен на загреаност, односно додека не се израмнат нивните температури. Врз основа на ова можеме да речеме дека двете тела се во топлинска рамнотежа, и велиме дека имаат и *иста џем-џерајтура*.

Иста температура на две или повеќе тела, во никој случај не условува тие да бидат од една иста материја, со ист притисок или ист волумен. Според тоа, температурата не зависи од предисторијата на телото, и е *џараменшар* кој ја определува топлинската состојба на телото.

Кога се менува температурата на телата, таа кај нив предизвикува најразлични промени, како: промена на димензиите, промена на агрегатната состојба, промена на електричниот отпор и др. Според толкувањата од молекуларно-кинетичката теорија за топлината, се заклучува дека сите наведени промени се резултат на промената на кинетичката енергија на молекулите, односно нивните брзини. Оттука се наметнува толкувањето дека температурата е споредбена големина на состојбата, чија големина е пропорционална со големината на брзината на молекулите.

1.6.2. ТЕМПЕРАТУРНИ СКАЛИ И ЕДИНИЦИ ЗА ТЕМПЕРАТУРА

Особината на телата со промената на нивната температура да им се менуваат одредени физички својства, се користи за мерење на температурата.

Фактот дека промената на агрегатната состојба на одделни материи се случуваат секогаш на исти температури, овозможи создавање на температурните скали. Шведскиот физичар Целзиус како темелни точки на температурната скала ги избра температурите на замрзнување и вриење на водата при нормален атмосферски притисок. Температурата на замрзнувањето на водата ја означил со 0°C , а температурата на вриење со 100°C , односно растојанието меѓу точката на мрзнење и точката на вриење го поделил на сто еднакви делови.

Според тоа еден степен Целзиусов ($^{\circ}\text{C}$) е стотен дел од температурната разлика меѓу вриењето и мрзнењето на водата.

Сите температури помали од 0°C имаат негативен предзнак. Иако Целзиусовата температурна скала е воведена во поголем дел од светот, таа сепак не е еднозначна и независна, а причината се состои во тоа, што оваа скала е врзана за особините на само една материја. Поради тоа денес во светот сè повеќе се применува *џермодинамичка* температурна скала, која не е врзана за особините на некоја материја, туку се базира на така наречената *џисолујина нџла*.

2. ЗАКОНИ ЗА ГАСОВИТЕ

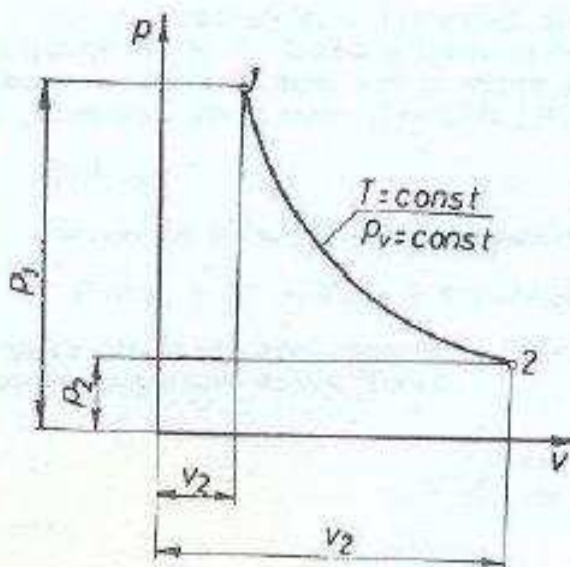
2.1. ЗАКОНИ ЗА ИДЕАЛНИТЕ ГАСОВИ

2.1.1. БОЈЛ-МАРИОТОВ И ГЕЈ-ЛИСАКОВ ЗАКОН

Од физиката е познато дека ако на определена количина идеален гас му се променува волуменот, при непроменета температура, тогаш ќе се промени и неговиот притисок и тоа обратно пропорционално. На пример, при намалување на волуменот за два пати, притисокот ќе се зголеми за два пати итн. Според тоа можеме да напишеме:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1} \\ \text{или} & p_1 \cdot V_1 = p_2 \cdot V_2 = \dots = p_n \cdot V_n = \text{const} \\ & p \cdot V = \text{const} \end{aligned} \right\} (7.)$$

$$\left. \begin{aligned} & \text{за } l \text{ [kg]: } \frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1} \\ & p_1 \cdot v_1 = p_2 \cdot v_2 = \dots = p_n \cdot v_n = \text{const} \\ & p \cdot v = \text{const} \end{aligned} \right\} (8.)$$



Сл. 3

Од равенките (7) и (8) следува дека при непроменета температура производој од притисокот и волуменот на задана количина идеален гас е константна големина, а тоа е Бојл-Мариотовиот закон.¹⁾

Равенките (7) и (8) во $p-v$ координатен систем се прикажани на сл. 3. На апсцисата се нанесуваат

¹⁾ Бојл-Роберт (1627 – 1691) англиски хемичар и физичар) и Мариот Едн (1620 – 1684 француски физичар) независно еден од друг го откриле овој закон.

волумените, а на ординатата соодветните притисоци. Графикот на споменатите равенци претставува истострана хипербола, во термодинамиката наречена *изоџерма* (линија на константна температура).

Според Бојл-Мариотовиот закон при бесконечно големи притисоци волуменот би бил 0, што не е возможно, бидејќи со збивањето се намалуваат меѓумолекуларните растојанија, а никако волуменот на самите молекули. Од ова се гледа дека овој закон не важи за многу големи притисоци. Со точни мерења е утврдено дека Бојл-Мариотовиот закон има најмали отстапувања за хелиумот и водородот, кои се најблиску до идеалните гасови, додека за реалните гасови важи само при ниски притисоци.

Од физиката исто така е познато дека ако на определена количина идеален гас се зголеми температурата за $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ (1K), при непроменет притисок, тогаш неговиот волумен ќе се зголеми за 0,00367 дела од првобитниот. Ова нешто кажува дека коефициентот на просторна топлотна дилатација на идеалниот гас изнесува:

$$\beta = 0,00367 = \frac{1}{273,15} \approx \frac{1}{273} \text{ [1/}^{\circ}\text{C]}$$

Научникот Геј-Лисак¹⁾, констатирал дека овој коефициент за повеќето идеални гасови е приближно еднаков и изнесува $\beta = 0,00367$.

Со замена на оваа вредност во равенката за просторно ширење (25), земајќи дека гасот при температура $t_0 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ има волумен V_0 , при загревање до температура $t_1\text{ }^{\circ}\text{C}$ волуменот ќе му се зголеми на:

$$V_1 = V_0 + \beta \cdot t_1 \cdot V_0 = V_0 \left(1 + \frac{t_1}{273} \right)$$

Ако пак загревањето се изврши од истата почетна температура $t_0 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ до некоја температура $t_2\text{ }^{\circ}\text{C} > t_1\text{ }^{\circ}\text{C}$ волуменот ќе му се зголеми на:

$$V_2 = V_0 + \beta \cdot t_2 \cdot V_0 = V_0 \left(1 + \frac{t_2}{273} \right).$$

Со делење на последните две равенки се добива:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{273 + t_1}{273 + t_2} \quad (9)$$

Броителот и именителот на десната страна ги претставуваат апсолутните температури $T_1 = 273 + t_1$ и $T_2 = 273 + t_2$, па можеме да напишеме:

$$\left. \begin{aligned} \frac{V_1}{T_1} &= \frac{V_2}{T_2} \text{ или} \\ \frac{V_1}{T_1} &= \frac{V_2}{T_2} = \dots = \frac{V_n}{T_n} = \text{const} \\ \frac{V}{T} &= \text{const} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

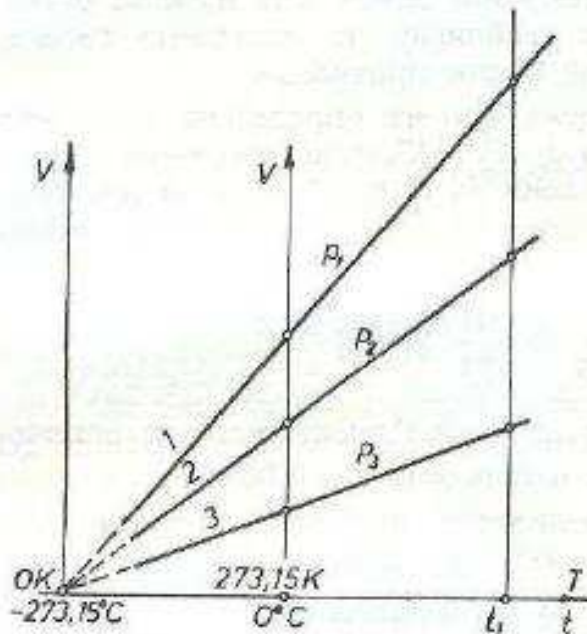
¹⁾ Геј-Лисак^{1778 — 1850} — француски физичар и хемичар

или за 1 kg гас:

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2}$$

$$\left. \frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2} = \dots = \frac{v_n}{T_n} = const \right\} \quad (11)$$

$$\frac{v}{T} = const$$



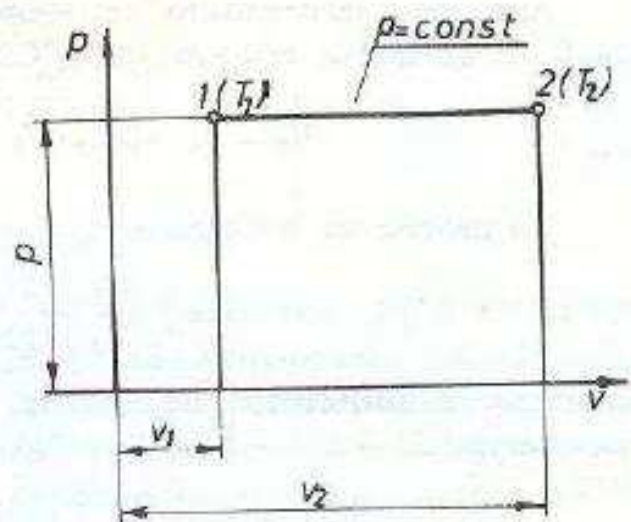
Сл. 4

Равенките (10) и (11) претставуваат аналитички израз на Геј-Лисаковиот закон за m [kg], односно за 1 kg гас. Геј-Лисаковиот закон со зборови може да се искаже на следниов начин: *при константен притисок ($p = const$), количината на волуменот и соодветната температура е константна големина.*

Ако равенката (10) ја претставиме во $V-T$ координатен систем (сл. 4) и ги нацртаме графичите за повеќе притисоци, ќе видиме дека сите тие претставуваат прави линии што минуваат низ координатниот почеток (OK или -273°C).

Од ова можеме да заклучиме дека кога гасот би го довеле на температура од -273°C , без разлика на притисокот, неговиот волумен ќе биде нула. Но, тоа е само теоретско размислување, бидејќи Геј-Лисаковиот закон важи само за притисоци и температури кои се блиску до нговото втечување.

Геј-Лисаковиот закон претставен во $p-v$ координатен систем (сл. 5) претставува права линија, паралелна на апсцисната оска ($p = const$), која во термодинамиката се наречува *изобара* (линија на константен притисок).



Сл. 5

2.1.2. РАВЕНКА НА СОСТОЈБАТА НА ИДЕАЛНИТЕ ГАСОВИ

Порадо рековме дека за дефинирање на состојбата на работното тело (во случај на идеален гас) доволни се три параметри: притисокот (p), температурата (T) и специфичниот волумен (v). Меѓусебната зависност на основните големини на состојбата на работното тело може да се изрази аналитички, графички или табеларно. Во општ случај аналитичката зависност може да се изрази со функцијата:

$$f(p, T, v) = 0 \quad 12$$

од која ако знаеме два параметра се определува третиот. Оваа равенка ја определува физичката состојба на работното тело и се нарекува *равенка на состојбата*.

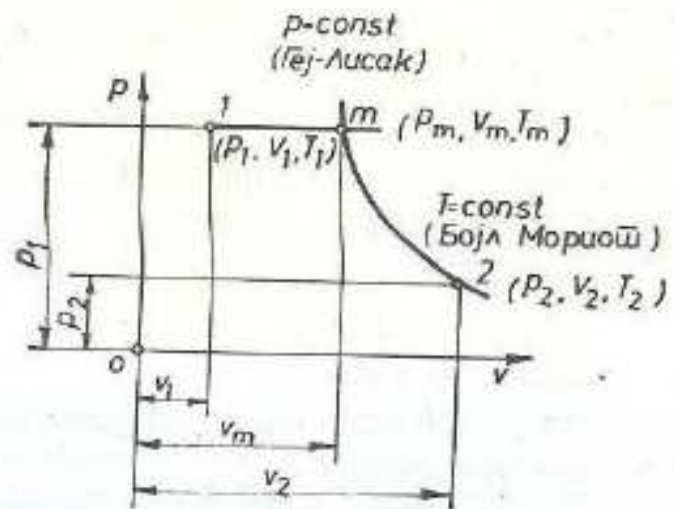
Равенката на состојбата за идеални гасови ќе ја определиме на следниов начин:

Во p - v координатен систем да избереме две произволни состојби на гасот, 1 (p_1, T_1, v_1) и 2 (p_2, T_2, v_2), прикажани на сл. 5.

Од точката 1 повлекуваме изобара ($p = \text{const}$), а од точката 2 повлекуваме изотерма ($t = \text{const}$) така што двете да се пресечат во точката m со големини на состојбата (p_m, T_m, v_m). Од точката 1 до точката m важи Геј-Лисаковиот закон, и според него:

$$\frac{v_1}{v_m} = \frac{T_1}{T_m},$$

од каде: $v_m = v_1 \frac{T_m}{T_1}$.



Сл. 5

Од точката 2 до точката m важи Бојл-Мариотовиот закон според кој:

$$\frac{v_2}{v_m} = \frac{p_m}{p_2},$$

од каде:

$$v_m = v_2 \frac{p_2}{p_m}$$

Со израмнување на десните страни на равенките, за v_m добиваме:

$$v_1 \frac{T_m}{T_1} = v_2 \frac{p_2}{p_m}$$

и по групирањето на членовите со исти индекси:

$$\left. \begin{aligned} v_1 \frac{p_1}{T_1} = v_2 \frac{p_2}{T_2} = \dots = \frac{p_n v_n}{T_n} = \text{const} \\ \frac{p \cdot v}{T} = \text{const.} \end{aligned} \right\} 13$$

Равенките (32) ја претставуваат равенката на состојбата за идеален гас, која се нарекува и Клапејронова равенка. Таа претставува синтеза на Геј-Лисаковиот и Бојл-Мариотовиот закон, па како нив дава точни резултати само за идеалните гасови.

Константата во оваа равенка вообичаено е да се обележува со буквата R . Таа има различна вредност за секој гас, па поради тоа се нарекува индивидуална гасна константа. Со оваа ознака за константата равенката на состојбата за 1 kg гас изгледа вака:

$$pv = RT \quad 14$$

а за m [kg] гас:

$$pV = mRT \quad 15$$

При пресметките во равенката на состојбата мора да се применуваат следниве единици:

притисокот p (апсолутен)	[Pa]; [N/m ²]
волуменот V	[m ³]
масата на гасот m	[kg]
индивидуалната гасна константа R	[J/(kg K)]
температурата T	[K]

Големините на индивидуалната гасна константа R , густината и Поасоновиот коефициент за некои гасови се дадени во табелата бр. 1.

За секој вид гас индивидуалната гасна константа има наполно определена вредност која единствено зависи од природата на гасот, а не од неговата термодинамичка (физичка) состојба. За да го потврдиме ова го разгледуваме следниот пример: 1 [kg] гас ја менува состојбата при $p = \text{const}$

од состојба-1 со параметрите p, v_1, T_1 до состојба-2 со параметрите p, v_2, T_2 . Клапејроновата равенка за двете состојби ќе гласи:

$$\begin{aligned} p v_1 &= R T_1 \\ p v_2 &= R T_2 \end{aligned}$$

Со одземање на двете претходни равенки се добива:

$$p (v_2 - v_1) = R (T_2 - T_1),$$

$$\text{од каде: } R = \frac{p (v_2 - v_1)}{T_2 - T_1} \left[\frac{J}{kg K} \right]$$

Значи: индивидуалната гасна константа R е работата што ја врши 1 kg гас при промена на неговата температура за 1 K при $p = \text{const}$. Ова е всушност физичката смисла на гасната константа.

Табела бр. 1

ИНДИВИДУАЛНА ГАСНА КОНСТАНТА, ГУСТИНА И ПОЛСОНОВ
КОЕФИЦИЕНТ ЗА НЕКОИ ГАСОВИ (ГУСТИНАТА ПРИ 0,101 МПа И 0 °С).

Гас	Хемиска формула	Релативна моле- куларна маса μ		Гасна константа $R \left[\frac{J}{kgK} \right]$	Густина $\rho_0 \left[\frac{kg}{m^3} \right]$	$k = c_p/c_v$
		точно	прибл.			
хелиум	<i>He</i>	4,003	4	2078	0,1785	1,66
аргон	<i>Ar</i>	39,94	40	208	1,7834	1,66
водород	<i>H₂</i>	2,016	2	4122	0,0899	1,41
азот	<i>N₂</i>	28,02	28	296,7	1,2505	1,40
кислород	<i>O₂</i>	32,00	32	259,8	1,4290	1,40
воздух	—	28,96	29	287	1,2928	1,40
јаглерод монооксид	<i>CO</i>	28,01	28	269,9	1,2500	1,40
јаглерод диоксид	<i>CO₂</i>	44,01	44	188,8	1,9768	1,30
сулфур диоксид	<i>SO₂</i>	64,06	64	129,8	2,9265	1,27
амонијак	<i>NH₃</i>	17,03	17	488,2	0,7713	1,31
ацетилен	<i>C₂H₂</i>	26,04	26	319,6	1,1709	1,26
метан	<i>CH₄</i>	16,04	16	518,7	0,7168	1,32
метилхлорид	<i>CH₃Cl</i>	50,49	50,5	164,7	2,3084	1,29
етилен	<i>C₂H₄</i>	28,05	28	296,7	1,2604	1,25
етан	<i>C₂H₆</i>	30,07	30	276,7	1,3560	1,20
вода	<i>H₂O</i>	18,02	18	—	998,2	—

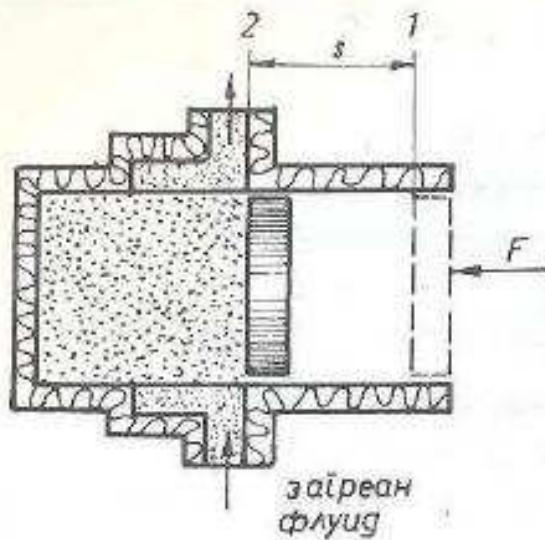
2.3. ПРВ ГЛАВЕН ЗАКОН

2.2. ВНАТРЕШНА ЕНЕРГИЈА

Поимот за внатрешна енергија е веќе дефиниран во поглавјето 1.2. Внатрешната енергија на произволна маса m [kg] на некое тело ја означуваме со U , а се мери со [J].

Внатрешната енергија за количина од 1 kg ја обележуваме со u , и таа има единица [J/kg]. Внатрешната енергија на некое тело зависи од неговата тоplotна состојба, како и од видот на материјата и количината. Според тоа, таа не зависи од другите тела во околината.

Пренесувањето (размената) на внатрешната енергија во текот на термодинамичките процеси може да се врши во облик на топлина или во облик на работа, а тоа може да се согледа во следниов пример:



Сл. 6

На сл. 6 е претставен еден добро изолиран сад, така што нема никаква измена на топлината со околината и во него е сместена определена количина на некој идеален гас. Ако на кливот дејствува сила F [N] гасот ќе се компримира, при што силата ќе направи пат s [m], односно ќе изврши работа:

$$W = F \cdot s \text{ [Nm] или [J].}$$

Бидејќи од порано рековме дека внатрешната енергија на идеалниот гас зависи само од температурата, а во случајот со компресијата на гасот е покачена температурата, значи е зголемена внатрешната енергија на гасот, односно имаме промена на внатрешната енергија за износ:

$$(\Delta U)_W = U'_2 - U_1 = W,$$

каде:

U_1 — внатрешна енергија на гасот пред компресијата,

U'_2 — внатрешна енергија на гасот по компресијата.

Во положбата 2 околу цилиндарот почнува да струи загреан флуид, со што на гасот во цилиндарот му се доведува топлина Q . Со тоа се зголемува неговата внатрешна енергија за:

$$(\Delta U)_Q = U_2 - U'_2 = Q.$$

Ако гасот истовремено го компримираме и загреваме, вкупната промена на внатрешната енергија ќе биде:

$$\Delta U = (\Delta U)_W + (\Delta U)_Q = W + Q,$$

$$\Delta U = U'_2 - U_1 + U_2 - U'_2 = W + Q,$$

или:

$$U_2 - U_1 = W + Q \quad (16)$$

Вкупната промена на внатрешната енергија ($U_2 - U_1$) е еднаква на збирот од вложената механичка работа W и доведената топлина Q .

2.3.2. ФОРМУЛАЦИЈА НА ПРВИОТ ЗАКОН

Врз основа на изучувањето на средината што не опкружува е откриен општиот закон за одржување и преминување на енергијата, на кој се подложуваат сите природни појави, а кој гласи: *Енергијата во природата преминува од еден облик во друг и иако не може ниту да се создаде, ниту да се уништи.* Со таква формулација овој закон има две страни: квалитативна која дефинира несунитивост на движењето на материјата и квалитативна која дефинира можност за преминување на движењето на енергијата во различни облици.

Применувајќи го законот за одржување на енергијата на топлотните процеси, не доведува до Првиот закон на термодинамиката, кој можеме да го дефинираме на следниов начин:

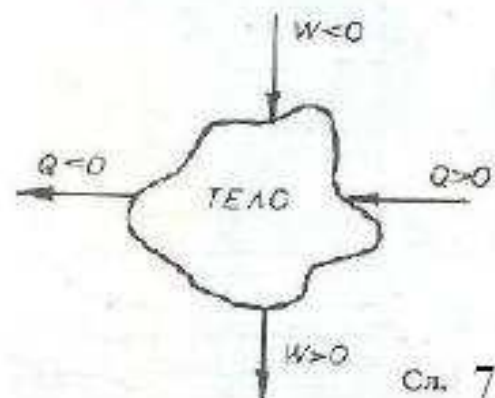
1. Во циклическите процеси, или во кои и да било друш, не е можно да се создаде ниту да се уништи енергијата.

2. Невозможно е да се изрази такаов мотор кој вечно би работел, а иршшоа да не иршои енергија од некој енергетски извор, односно невозможен е перпетуум-мобиле од прв ред.

Како што е речено во воведот, една од основните цели на термодинамиката е топлотната енергија да се трансформира во механичка работа, кој принцип е основен за конструирање на топлотните машини. Од тие причини договорно е усвоено доведената топлина во процесот Q и добиената механичка работа W да се означуваат со знакот (+) (да бидат позитивни големини), а одведената топлина од процесот Q и внесената механичка работа W со знакот (-) (да бидат негативни големини) (сл. 7).

Имајќи го предвид изложеното за знаковите и процесот во примерот прикажан на сл. 6! Законот за одржување и трансформирање на енергијата во топлотните процеси може да го изразиме со следнава равенка:

$$Q = U_2 - U_1 + W \quad (17)$$



Сл. 7

Оваа равенка претставува аналитички израз на Првиот закон на термодинамиката, а кој гласи: *доведената топлина во процесот се троши за зголемување на внатрешната енергија и за вршење на механичка работа.*

Според договорот за предзнаците на W и Q (сл. 7) при користењето на равенката (17) се појавуваат следниве основни случаи:

$Q > 0$ — на работното тело му се донесува топлина,

$Q < 0$ — од работното тело се одведува топлина,

$Q = 0$ — нема размена на топлина,

$W > 0$ — од работното тело се добива механичка работа,

$W < 0$ — на работното тело се доведува механичка работа,

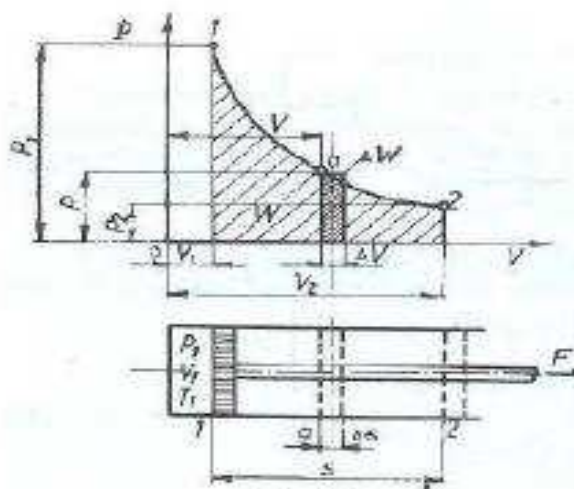
$W = 0$ — не се врши никаква механичка работа.

2.4 РАБОТНИ КООРДИНАТИ, $(p-V)$ ДИЈАГРАМ И РАБОТА

Во сите термодинамички процеси при кои се добива или се троши работа, се јавува промена на волуменот на работното тело.

Работата може да се прикаже во таканаречениот $p-V$ дијаграм, во кој на апсцисата се нанесува волуменот, а на ординатата притисокот.

Во цилиндарот (сл. 8) се наоѓа гас со почетни параметри на состојбата p_1 , V_1 и T_1 (точ. 1). Гасот влијае на површината на клипот A со притисок p_1 , односно со сила $F = p_1 \cdot A$. Ако силата F е поголема од надворешните сили кои дејствуваат на клипот, тогаш клипот ќе се движи одлево надесно, при што волуменот на гасот V ќе се зголемува, а притисокот p ќе опаѓа, заради што ќе се смалува и силата F . Во моментот кога силата F ќе се изедначи со надворешните сили, клипот ќе застане, и тоа е крајната положба, во која гасот ќе има големина на состојбата p_2 , V_2 и T_2 (точ. 2). Кривата 1—2 ја дава зависноста меѓу притисокот p и волуменот V , според тоа за секоја положба на клипот (одреден волумен) одговара соодветен притисок. На пр.: за некоја средна положба на клипот (точ. a) во $p-V$ дијаграмот одговараат параметри на состојбата p и V .



Сл. 8

Процесот кога работното тело се шири, односно ги совладува надворешните сили на клипот, се нарекува *ширење* (експанзија), а кривата 1—2 *крива на ширење*. Ако пак, надворешните сили се поголеми од силата на притисокот на гасот F , тогаш клипот ќе се движи оддесно налево, и ќе врши *збивање* на гасот. Таквиот процес се нарекува *збивање* (компресија), а кривата 2—1 *крива на збивање*.

Во точ. a на клипот, поради влијанието на притисокот на гасот, дејствува некоја сила F која во општ случај е еднаква на:

$$F = p \cdot A$$

Да замислиме дека клипот под дејство на таа сила изминал мал пат, Δs , односно извршил мала работа ΔW . При ова, од сликата се гледа дека и притисокот незначително опаднал, но тоа опаѓање на притисокот е многу мало и може да се занемари, односно може да се смета дека нема промена на притисокот. Извршената мала работа

$$\Delta W = F \cdot \Delta s = p \cdot A \cdot \Delta s,$$

бидејќи $A \Delta s = \Delta V$ следува:

$$\Delta W = p \cdot \Delta V \quad (19)$$

Од сликата се гледа дека малата работа ΔW е рамна на ситно прерафинаната површина која претставува правоаголник со страните ΔV и p . Кога би ги собрале сите тие мали површини под кривата 1—2 би ја добиле вкупната површина ограничена со таа крива, V —оската и ординатите на точките 1 и 2. Може да се заклучи дека оваа вкупна површина ја дава работата W добиена при експанзијата на гасот. Во случај на компресија по кривата 2—1, таа површина ќе ни ја даде потрошената механичка работа.

Бидејќи во p — V дијаграм работата е еднаква на површината, а таа површина можеме да ја претставиме со еден на неа еквивалентен правоаголник, чија основа е еднаква на промената на волуменот $V_2 - V_1$, а другата страна (висината) ќе го претставува *средниот притисок* p_s , добиен со изедначување на површините A_1 и A_2 (сл. 23), работата во овој случај ќе изнесува:

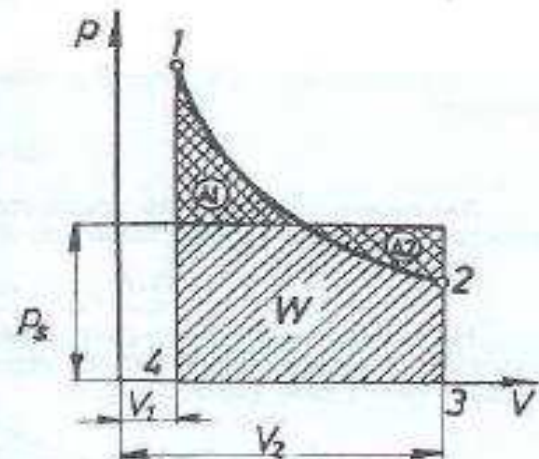
$$W = p_s (V_2 - V_1) \quad (20)$$

Ако овој израз го вметнеме во равенката (18) добиваме нов облик на равенка за Првиот закон на термодинамиката:

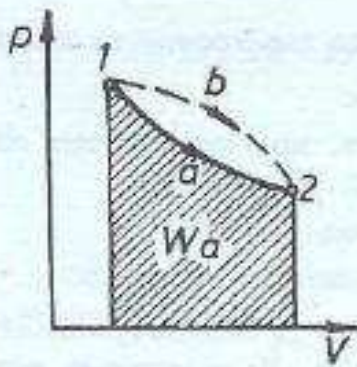
$$Q = U_2 - U_1 + p_s (V_2 - V_1) \quad (21)$$

Работата извршена од некој гас помеѓу состојбите 1 и 2 (сл. 10) е строго дефинирана, затоа што не е

сеодно по кој пат ќе се дојде од точката 1 до точката 2. На пр.: ако од точката 1 дојдеме во точката 2 по патот b , тогаш би добиле поголема површина, а со тоа и поголема работа. Интересот при конструирањето на топлотните машини е да се избере таков пат од точката 1 до точката 2 со кој ќе се добие максимална површина, односно работа.



Сл. 9



Сл. 10

При проектирање на топлотните машини работата во p — V дијаграм, односно површината се одредува со мерење. Во практиката за вакви мерења најчесто се користат методите со планиметрирање со посебен инструмент *планиметар* — мерач на површина и со примена на милиметарска хартија (броење на квадратчињата меѓу линиите).

2.5. СПЕЦИФИЧНА ТОПЛИНА

2.5.1 ТОПЛОТЕН КАПАЦИТЕТ И СПЕЦИФИЧНА ТОПЛИНА

Веќе рековме дека топлината (топлотната енергија) претставува еден од видовите на енергијата на некое тело. Знаеме дека секој вид енергија може да се претвори во топлотна енергија. Во повеќето термодинамички процеси се врши размена на енергија во вид на топлина. Количината топлина што се разменува во текот на тие процеси влијае на состојбата на

работното тело, односно на неговите големини на состојбата (p , v , T). При размената на топлина меѓу две тела највидлива е промената на температурата на тие тела. Затоа, за проучување на термодинамичките процеси многу е важна зависноста меѓу количината на разменетата топлина и промената на температурата. Онаа количина топлина, која е потребна на некое произволно тело да му ја зголеми температурата за еден степен, се нарекува **топлотен капацитет** (ознака: Q). Ако разгледуваме единична количина на некое тело (1 kg ; 1 m^3 ; 1 kmol) доаѓаме до поимот **специфична топлина** (ознака: c), а *таа е онаа количина топлина која е потребна на единица маса од некое тело да му ја зголеми температурата за еден степен*. Од оваа дефиниција следува дека единицата за мерење на специфичната топлина ќе зависи од единичната количина на телото kg , kmol или m^3 , па според тоа ќе разликуваме:

$$J/(\text{kg } ^\circ\text{C}); J/(\text{m}^3 ^\circ\text{C}); J/(\text{kmol } ^\circ\text{C}).$$

Наместо $^\circ\text{C}$ секаде може да се стави единицата $[K]$ ($1 ^\circ\text{C} = 1 K$) и обратно.

Со многубројни експерименти е докажано дека меѓу специфичната топлина c , топлотниот капацитет Q , масата на телото m и промената на неговата температура од T_1 на T_2 постои следната врска:

$$\left. \begin{aligned} Q &= c \cdot m (T_2 - T_1) = c \cdot m (t_2 - t_1) \\ c &= \frac{Q}{m \cdot \Delta T} = \frac{Q}{m \cdot \Delta t} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

односно:

$$\text{бидејќи:} \quad T [K] = T_2 - T_1 = \Delta t [^\circ\text{C}] = t_2 - t_1.$$

Равенката (21) за единица маса на некое тело ќе изгледа вака:

$$\left. \begin{aligned} q &= c (T_2 - T_1) \\ c &= \frac{q}{\Delta T} = \frac{q}{\Delta t} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Големицата на специфичната топлина c кај сите материји не е иста и е зависна од температурата на која е мерена.

Во табелата бр. 2 се дадени специфичните топлини на некои материји за температурен интервал од 0°C до 100°C .

Табела бр. 2

СПЕЦИФИЧНА ТОПЛИНА НА НЕКОИ ТВРДИ ТЕЛА И ТЕЧНОСТИ
ПОМЕГУ 0°C И 100°C

Материја	c [KJ/(kg °C)]	Материја	c [KJ/(kg °C)]	Материја	c [KJ/(kg °C)]
алуминиум	0,909	лиено железо	0,544	тула	0,92
азбест	0,816	месинг	0,394	цинк	0,389
бакар	0,388	мраз (0°C)	2,09	челик	0,494
бетон	0,878	никел	0,452	вода	4,1868
жива	0,138	олово	0,131	глицерин	2,43
кокс	0,837	платина	1,34	машинско масло	1,67
злато	0,130	сребро	0,235	трансформаторско масло	1,88
калај	0,230	стакло	0,778	течен амонијак	2,01

Од табелата се гледа дека водата има најголема специфична топлина. Оваа особина на водата во техниката многу се користи, со тоа што таа се зема за носител на топлината во централните греења и вреловодните котли, или пак како разладно средство во моторите со внатрешно согорување, компресорите и сл.

2.5.2. СПЕЦИФИЧНА ТОПЛИНА НА ГАСОВИТЕ (c_p и c_v)

Специфичната топлина на гасовите е зависна од условите под кои тој гас се загрева. Ако загревањето се врши при константен волумен, ќе имаме специфична топлина при константен волумен (ознака: c_v), а ако гасот се загрева при константен притисок, ќе имаме специфична топлина при константен притисок (ознака: c_p).

Во цилиндарот на сл. (11а) се наоѓа m [kg] гас, кој под дејство на клипот со тег има параметри на состојба p_1 , V_1 , T_1 . Гасот со притисок p_1 дејствува на површината A од клипот со сила $F = p_1 \cdot A$ која е во рамнотежа со тегот на клипот.

Ако почнеме да го загреваме гасот, односно доведуваме топлина при $p = \text{const}$, температурата ќе му се покачи од T_1 на T_2 , а волуменот ќе му се зголеми од V_1 на V_2 . При тоа клипот со тегот ќе направи пат s и ќе изврши работа:

$$W = F \cdot s = p \cdot A \cdot s,$$

$$\begin{aligned} A \cdot s &= V_2 - V_1, \\ W &= p \cdot (V_2 - V_1) \end{aligned} \quad (23)$$

бидејќи $p = p_1 = p_2 = \text{const.}$

Топлината што се доведува во процесот при $p = \text{const}$ изнесува:

$$Q_p = m \cdot c_p (T_2 - T_1) = m \cdot c_p (t_2 - t_1) \quad (24)$$

Од равенката (88) следува дека специфичната топлина при константен притисок е:

$$c_p = \frac{Q_p}{m (T_2 - T_1)} = \frac{Q_p}{m (t_2 - t_1)} \quad (25)$$

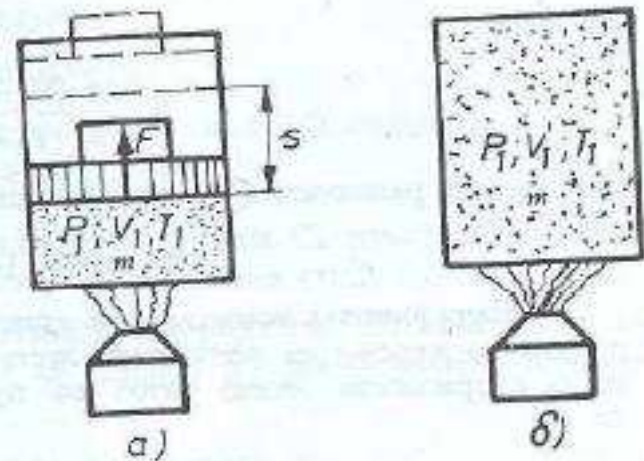
или за 1 kg гас:

$$c_p = \frac{q_p}{T_2 - T_1} = \frac{q_p}{t_2 - t_1} \quad (26)$$

Во цилиндарот на сл. 116 се наоѓа m [kg] гас со параметри на состојбата p_1, V_1, T_1 . Ако гасот го загреваме при $V = \text{const}$ така што му се зголемува температурата од T_1 на T_2 (исто како во претходниот случај), количината на доведената топлина ќе биде:

$$Q_v = m \cdot c_v (T_2 - T_1) \quad (27)$$

Заради непроменливост на волуменот ($V_1 = V_2 = V = \text{const}$) нема да се изврши работата ($W = 0$).



Сл. 11

Според равенката (91) специфичната топлина при константен волумен е:

$$c_v = \frac{Q_v}{m (T_2 - T_1)} = \frac{Q_v}{m (t_2 - t_1)} \quad (28)$$

или за 1 kg гас:

$$c_v = \frac{q_v}{T_2 - T_1} = \frac{q_v}{t_2 - t_1} \quad (29)$$

Ако го споредиме греењето на гасот при $p = \text{const}$ и при $V = \text{const}$, гледаме дека топлината Q_p се потрошила за загревање на гасот од T_1 на T_2 и за извршување на работата W , додека пак топлината Q_v се потрошила само за зголемување на температурата од T_1 на T_2 . Според тоа, $Q_p > Q_v$. Разликата меѓу нив е:

$$Q_p - Q_v = m \cdot c_p (T_2 - T_1) - m \cdot c_v (T_2 - T_1) = m (c_p - c_v) (T_2 - T_1)$$

Оваа разлика се потрошила за извршување на механичката работа:

$$W = Q_p - Q_v = m (c_p - c_v) (T_2 - T_1), \quad (30)$$

Од равенката (94) и равенката (87) следува:

$$c_p - c_v = \frac{W}{m (T_2 - T_1)} = \frac{p (V_2 - V_1)}{m (T_2 - T_1)} \quad (31)$$

Разликата $c_p - c_v$ ја претставува делот од топлината што се претворил во надворешна работа. Од равенката (31) се гледа дека c_p е поголемо од c_v ($c_p > c_v$).

Ако ја напишеме равенката на состојбата за почетна и крајна состојба при загревањето при $p = \text{const}$ (сл. 11а, имаме:

$$p V_1 = m R T_1, \text{ и}$$

$$p V_2 = m R T_2.$$

Ако ги одземеме претходните равенки, добиваме:

$$p (V_2 - V_1) = m R (T_2 - T_1),$$

од каде:

$$R = \frac{p (V_2 - V_1)}{m (T_2 - T_1)} \quad (32)$$

кое според равенката (31) одговара на:

$$c_p - c_v = R [J/(kg K)] \quad (33)$$

Специфичната топлина при константен притисок c_p најчесто се определува со мерење на релативно лесен начин, додека пак, определувањето на c_v е прилично тешко затоа во практиката се определува врз основа на c_p .

$$\text{Количникот } \frac{c_p}{c_v} = k \quad (34)$$

се нарекува Поасонова константа, и е важен коефициент во термодинамиката. Тој за одредена група гасови е ист. Така за едноатомните гасови изнесува 1,66, за двоатомните 1,4, за триатомните е 1,3 и за повеќеоатомните е уште помал.

Од равенките (33) и (34) можат да се дадат следниве односи:

$$c_p = R \frac{k}{k-1}, \quad (35)$$

$$c_v = \frac{R}{k-1}. \quad (36)$$

Од овие односи со познато k и R се определува c_p или c_v .

2.6 ЕНТАЛПИЈА

Енталпија претставува вкупна содржина на енергија на некое работно тело, која се состои од внатрешна U и потенцијална енергија $p \cdot V$. Големината $p \cdot V$ претставува работа потребна за внесување на волуменот V во простор со притисок p , односно:

$$I = U + p \cdot V \quad (38)$$

каде:

$$I \text{ [J]} — \text{енталпија на тело со маса од } m \text{ [kg]}$$

а за 1 kg:

$$i = \frac{I}{m} = u + p \cdot v \quad (39)$$

Големините u , p и v се големини на состојбата, а тоа значи дека и енталпијата е големина на состојбата.

Бидејќи $p \cdot v = R \cdot T$, а $u = c_v \cdot T$, тогаш:

$$i = c_v \cdot T + RT = (c_v + R) T,$$

а според равенката (33) $R = c_p - c_v$, следува:

$$i = c_p \cdot T \quad (40)$$

За процеси што се одвиваат при $p = \text{const}$, од равенката за Првот главен закон следува:

за m [kg]:

$$Q = U_2 - U_1 + p(V_2 - V_1) = U_2 + pV_2 - U_1 - pV_1 = I_2 - I_1 = \Delta I \quad (41)$$

за 1 kg:

$$q = i_2 - i_1 = \Delta i \quad (42)$$

Аналогно како и за внатрешната енергија, и енталпијата при состојба од 273 K (0 °C) е еднаква на нула: $i_1 = i_0 = 0$.

Од равенката (40) следува дека енталпијата по единица маса се мери во:

$$i \text{ [J/kg; J/kmol; J/m}^3\text{]}$$

Енталпијата на некоја смеса од n —компоненти при познати масени делови и поединечни енталпии на компонентите, се определува на следниов начин:

$$i_s = i_1 \cdot \bar{m}_1 + i_2 \cdot \bar{m}_2 + \dots + i_n \cdot \bar{m}_n = \sum_{i=1}^{i=n} i_i \cdot \bar{m}_i \quad (43)$$

2.7. ПРОМЕНИ НА СОСТОЈБАТА НА ИДЕАЛНИТЕ ГАСОВИ

2.7.1. ВИДОВИ ПРОМЕНИ НА СОСТОЈБАТА

Во воведот рековме дека една од основните задачи на техничката термодинамика е да изнајде начин за добивање механичка работа во топлотните машини (постројки) со што помала потрошувачка на гориво. За таа цел треба да се проучат факторите што влијаат на големината на добиената механичка работа, цврстината на деловите на машината — постројките и големината на самата машина. Тие фактори, во прв ред, се основните големини на состојбата, притисокот, температурата и волуменот, како и потребната количина топлина и добиената работа. Во *општиот случај при промена на состојбата на некое работно тело, се менуваат сите нејзини основни големини, но постојат и посебни промени на состојбата, кај кои една од нејзините основни големини останува непроменета, а другите две се менуваат.*

Такви промени на состојбата се:

- промена при константен волумен ($V = \text{const}$) — **изохора,**
- промена при константен притисок ($p = \text{const}$) — **изобара,**
- промена при константна температура ($T = \text{const}$) — **изотерма,**
- промена без размена на топлина ($Q = 0$) — **адијабата,**
- *општите промени на состојбата* — **политропа.**

Ако за некоја промена ги знаеме големините на почетната состојба и една големина на крајната состојба, можеме да ги пресметаме:

- другите големини на крајната состојба,
- добиената, односно вложената работа и
- разменетата количина на топлина.

Кај сите споменати промени на состојбата се зема дека количината на работното тело (гасот) не се менува во текот на промената.

2.7.2. ПРОМЕНА НА СОСТОЈБАТА ПРИ КОНСТАНТЕН ВОЛУМЕН ($V = \text{const}$) — ИЗОХОРА

Изохора е таква промена на состојбата на работното тело кај која *неговото волумен останува непроменет.*

Овој процес настанува само тогаш кога некое работно тело се загрева или лади во затворен сад (сл. 12).

Математичкиот облик за условите по кој тече изохорниот процес е:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } V = \text{const} \\ \text{за } 1 \text{ [kg]: } v = \text{const} \end{array} \right\} \quad (44)$$

Изохората прикажана графички во p — V дијаграм (сл. 12) претставува права линија 1—2, паралелна со p —оската. Со примена на главната равенка на состојбата за почетна и крајна состојба:

$$\begin{aligned} p_1 V &= m R T_1 \\ p_2 V &= m R T_2, \end{aligned}$$

со делење се добива:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (45)$$

или:

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} = \dots = \frac{p_n}{T_n} = const$$

$$\frac{p}{T} = const$$

Значи, при изохорна промена на температура е пропорционална на промената на притисокот.

Промената на внатрешната енергија при изохората се определува по равенките

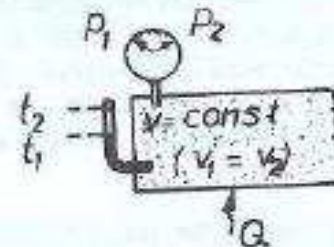
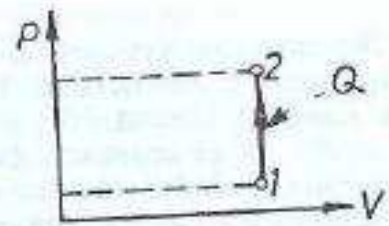
$$\left. \begin{aligned} \text{за } m \text{ [kg]} : U_2 - U_1 &= m c_v \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) \\ \text{за } 1 \text{ [kg]} : u_2 - u_1 &= c_v \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

Бидејќи кај изохорниот процес волуменот е непроменет, иако во овој случај работата е еднаква на нула.

$$\left. \begin{aligned} \text{за } m \text{ [kg]} : W &= p (V_2 - V_1) = 0 \\ \text{за } 1 \text{ [kg]} : w &= p (v_2 - v_1) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Равенката на Првиот главен закон, земајќи ги предвид равенките (47) и (48), за изохорниот процес е дадена на следниов начин:

$$\left. \begin{aligned} \text{за } m \text{ [kg]} : \\ Q &= U_2 - U_1 = m c_v \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) \\ \text{за } 1 \text{ kg} : \\ q &= u_2 - u_1 = c_v \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) \end{aligned} \right\} \quad (49)$$



Сл. 12

2.7.3 ПРОМЕНА НА СОСТОЈБАТА ПРИ КОНСТАНТЕН ПРИТИСОК ($p = \text{const}$) — ИЗОБАРА

Изобарата е таква промена на состојбата на работното тело кај која неговото притисок останува непроменет.

Овој процес настанува во цилиндар со подвижен квал, откога со непроменета надворешна сила при негово движење без триење (сл. 13).

Математичкиот облик за условите под кој тече изобарниот процес е:

$$p = \text{const} \quad (50)$$

Изобарата прикажана графички во $p-V$ дијаграм (сл. 13) претставува права линија паралелна со V -оската.

При изобарниот процес на идеален гас односот меѓу големините V и T е дефиниран со Геј-Лисаковиот закон:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \\ \text{за } 1 \text{ kg: } \frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \end{array} \right\} \quad (51)$$

Промената на внатрешната енергија, како што знаеме, не зависи од видот на процесот, и неа ја определуваме по познатите равенки

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } U_2 - U_1 = m c_{v,t_2} (t_2 - t_1) \\ \text{за } 1 \text{ kg: } u_2 - u_1 = c_{v,t_2} (t_2 - t_1) \end{array} \right\} \quad (52)$$

Работата при промена на волуменот се определува според равенката (83), со замена на средниот притисок p_s со постојаниот притисок p :

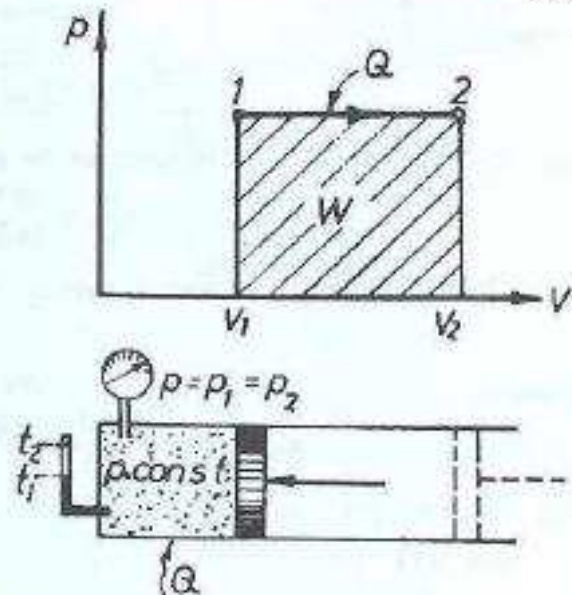
$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } W = p \cdot (V_2 - V_1) \\ \text{за } 1 \text{ kg: } w = p (v_2 - v_1) \end{array} \right\} \quad (53)$$

Равенките за работата можат да се изразат и во друг облик. Да ја напишеме главната релација на состојбата за крајна почетна состојба за 1 kg:

$$\begin{aligned} p \cdot v_2 &= R T_2 \\ p \cdot v_1 &= R T_1, \end{aligned}$$

со одземање се добива:

$$\left. \begin{array}{l} p (v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1) \\ \text{за } m \text{ [kg]:} \\ p (V_2 - V_1) = mR(T_2 - T_1) \end{array} \right\} \quad (54)$$



Сл. 13

Со израмнување на равенците (53) и (54), се добива:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } W = mR (T_2 - T_1) \\ \text{за } 1 \text{ kg: } v = R (T_2 - T_1) \end{array} \right\} \quad (55)$$

Веќе ресковме дека промената на топлината при $p = \text{const}$ е еднаква на промената на енталпијата:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } Q = I_2 - I_1 = \Delta I, \\ \text{за } 1 \text{ kg: } q = i_2 - i_1 = \Delta i. \end{array} \right\}$$

Исто така веќе наведовме дека промената на топлината при $p = \text{const}$ може да се пресметува според равенката (88):

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } Q = mc_{p,t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) \\ \text{за } 1 \text{ kg: } q = c_{p,t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) \end{array} \right\}$$

Во практиката изобарата се среќава при струење на гасови низ цевоводи, при согорување гориво во ложиште, при греење на простории итн.

2.7.4. ПРОМЕНА НА СОСТОЈБАТА ПРИ КОНСТАНТНА ТЕМПЕРАТУРА ($T = \text{const}$) — ИЗОТЕРМА

Изотерма е таква промена на состојбата на работното тело кај која неговата температура останува непроменета.

Оваа промена се појавува при процеси кои се одвиваат многу бавно, така што има време температурата на работното тело да се изедначи со температурата на околината.

Математичкиот облик за условите под кои тече изотермниот процес е:

$$T = \text{const} \quad (56)$$

При изотермниот процес на идеален гас односот меѓу p и V се дефинира со Боил-Мариотовиот закон:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } \frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2} \\ \text{за } 1 \text{ kg: } \frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2} \end{array} \right\} \quad (57)$$

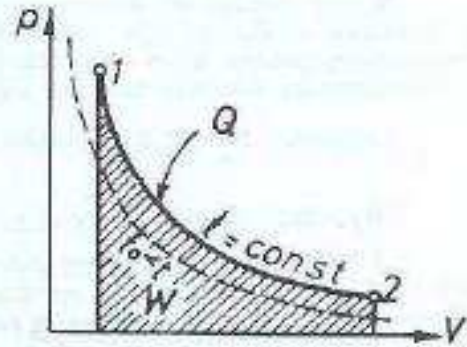
или:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } p_1 V_1 = p_2 V_2 = \dots = p_n \cdot V_n = \text{const} \\ \quad \quad \quad p \cdot V = \text{const} \\ \text{за } 1 \text{ kg: } p_1 v_1 = p_2 v_2 = \dots = p_n v_n = \text{const} \\ \quad \quad \quad p \cdot v = \text{const} \end{array} \right\} \quad (58)$$

Изотермната промена графички претставена во p - V дијаграм претставува истострана хипербола (сл. 4) и нејзината положба во дијаграмот зависи од температурата при која се одвива процесот.

Колку е повисока температурата, толку кривата е повисока ($t > t_0$).

Аналитичниот израз за работата при промена на волуменот при изотермата се изведува со примена на виша математика, а крајните резултати се:



Сл. 14

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m[\text{kg}]: W = mRT \, 2,303 \lg \frac{V_2}{V_1} \\ \text{или: } W = mRT \, 2,303 \lg \frac{p_1}{p_2} \end{array} \right\} \quad (59)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } 1 \text{ kg } w = RT \, 2,303 \lg \frac{v_2}{v_1} \\ \text{или } w = RT \, 2,303 \lg \frac{p_1}{p_2} \end{array} \right\} \quad (60)$$

2.7.5. ПРОМЕНА НА СОСТОЈБАТА БЕЗ РАЗМЕНА НА ТОПЛИНА ($Q=0$) — АДИЈАБАТА

Адијабата е таква промена на состојбата на работното тело која се одвива без доведување и одведување на топлина однадвор.

Оваа промена графички претставена во p - V дијаграм Сл. 15, претставува ошита хипербола и споредена со изотермата е малку пострмца, а математички се искажува со равенката:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m [\text{kg}]: p \cdot V^k = \text{const} \\ \text{за } 1 \text{ kg}: p \cdot v^k = \text{const} \end{array} \right\} \quad (61)$$

каде:

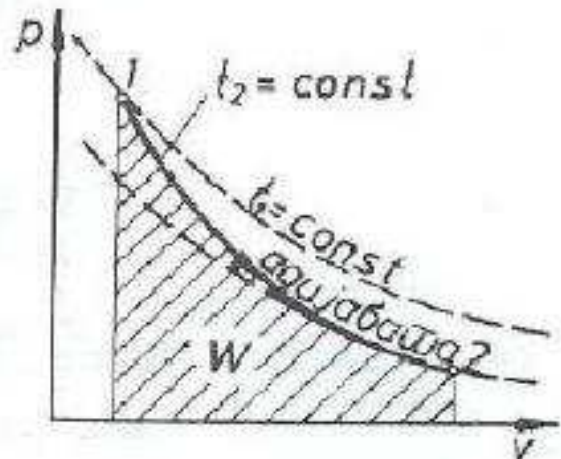
k — експонент на адијабатата, односно Поасоновата константа

Користејќи се со равенката (61) за состојбата во точките 1 и 2, може да се напише:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m [\text{kg}]: p_1 V_1^k = p_2 V_2^k \\ \text{за } 1 \text{ kg}: p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \end{array} \right\} \quad (62)$$

од каде добиваме

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^k = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k \quad (63)$$



Сл. 15

или:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/k} \quad (64)$$

За да се определи зависноста меѓу волуменот и апсолутната температура T , ќе се послужи́ме со равенката (62). Имајќи предвид дека $v^k = v \cdot v^{k-1}$ равенката (62) може да се напише:

$$p_1 \cdot v_1 \cdot v_1^{k-1} = p_2 \cdot v_2 \cdot v_2^{k-1}.$$

Врз основа на главната равенка на состојбата:

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

сведува:

$$RT_1 \cdot v_1^{k-1} = RT_2 \cdot v_2^{k-1},$$

или:

$$T_1 \cdot v_1^{k-1} = T_2 \cdot v_2^{k-1},$$

од каде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{T_1}{T_2} &= \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}, \\ \frac{T_1}{T_2} &= \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}, \end{aligned} \right\}$$

или за m [kg]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{T_1}{T_2} &= \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}, \\ \frac{T_1}{T_2} &= \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}, \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

или:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (66)$$

За да се определи зависноста меѓу притисокот и апсолутната температура T ги израмнуваме равенките (64) со (66):

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

или:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (67)$$

Од равенката за Првиот главен закон, бидејќи $Q = 0$, следува:

$$\left. \begin{aligned} \text{за } m \text{ [kg]: } & W = U_1 - U_2 \\ \text{за } 1 \text{ kg: } & w = u_1 - u_2 \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

што значи, *работата при промена на волуменот се врши исклучиво за сметка на промената на внатрешната енергија.*

Ако изразите за внатрешната енергија се заменат според равенката (134), се добива:

$$\begin{aligned} W &= m \cdot c_v \cdot t_1 - m \cdot c_v \cdot t_2 = m \cdot c_v (t_1 - t_2) = \\ &= m \cdot c_v (T_1 - T_2) = m \cdot c_v T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right). \end{aligned} \quad (.69)$$

Ако односот T_2/T_1 го замениме со изразот според равенката (67), добиваме:

$$W = m \cdot c_v \cdot T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \quad (.70)$$

Ако c_v во равенките (.69) и (.70) се замени со изразот:

$$c_v = \frac{R}{k-1} \quad (\text{равенка } 100).$$

се добива:

$$W = m \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) \quad (.71)$$

$$W = m \frac{R}{k-1} T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] \quad (.72)$$

или за 1 kg:

$$w = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2), \quad (.73)$$

$$w = \frac{R}{k-1} T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \quad (.74)$$

Со примена на главната равенка на состојбата се добива:

$$p_1 V_1 = m R T_1$$

$$W = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] \quad (.75)$$

за 1 kg се добива:

$$w = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \quad (.76)$$

276. ОПШТА ПРОМЕНА НА СОСТОЈБАТА — ПОЛИТРОПА

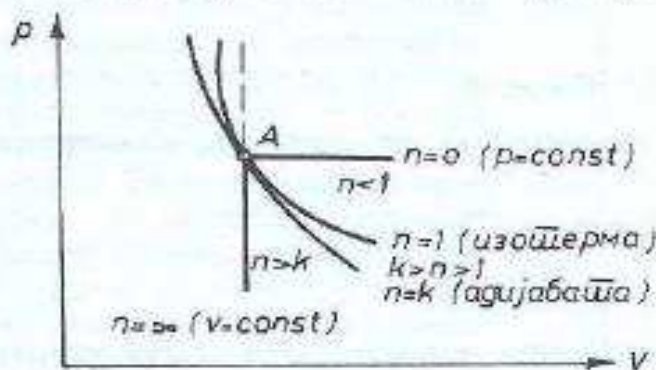
При вистински изведените топлотни машини, промената на состојбата, односно компресијата или експанзијата никогаш не се одвиваат нити по изотерма, нити по адијабата, бидејќи условите за овие промени на состојбата не можат при реалните процеси да се остварат. Вистинските промени на состојбата во pV дијаграм ирејиславуваат некоја општа хипербола чиј експонент n се разликува од оној при адијабата k . Според тоа, вистинските процеси се одвиваат по равенката:

$$pV^n = \text{const} \quad (77)$$

Таквата промена се нарекува **политропа** (поли—повеќе, етропе—промени).

Во равенката (77) експонентот n може да има најразлични вредности, (од $-\infty$ до $+\infty$) зависи од видот на гасот и видот на промената, и се нарекува **степен на политропа**. Политропата уште се нарекува и општа промена на состојбата, бидејќи за разни вредности на n се добиваат основните промени, и тоа:

- за $n = 1$ $pV = \text{const}$ — изотерма,
- за $n = k$ $pV^k = \text{const}$ — адијабата,
- за $n = 0$ $p = \text{const}$ — изобара,
- за $n = \pm\infty$ $V = \text{const}$ — изохора.



Сл. 16

Значи, основните промени на состојбата се посебни случаи на политропската промена. Бидејќи вистинските процеси најчесто се одвиваат по криви меѓу адијабата и изотермата, тогаш, степенот на политропата најчесто ќе има вредности меѓу 1 и k .

На Сл. 16 се означени подрачјата на промените за различни вредности на степенот на политропата n .

Равенките што ги изведовме за адијабата важат и за политропата, само што степенот k се заменува со n .

Односите меѓу притисокот и волуменот; волуменот и апсолутната температура и притисокот и температурата се:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^n = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^n \quad (78)$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (79)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{n-1} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{n-1} \quad (80)$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (81)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{n}{n-1}} \quad (82)$$

Работата при промена на волуменот кај политропата се определува по следниве изрази:

$$\text{за 1 kg: } w = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) \quad (83)$$

$$w = \frac{R \cdot T_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (84)$$

$$w = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (85)$$

$$w = \frac{1}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) \quad (86)$$

$$\text{за } m \text{ [kg]: } W = m \cdot w \quad (87)$$

Количината топлина што се разменува со околината, при политропска промена изнесува:

$$\text{за } m \text{ [kg]: } Q = m \cdot c_n (T_2 - T_1) \quad (88)$$

$$\text{за 1 kg: } q = c_n (T_2 - T_1)$$

Каде c_n е средна политропска специфична топлина, која се пресметува по изразот:

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1} \quad (89)$$

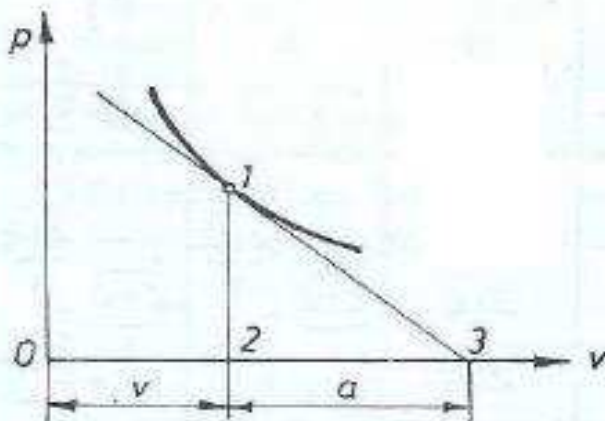
Кога степенот на политропата n , при експанзија, не се менува според равенката (89) е $c_n = const$. До колку $1 < n < k$, предзнакот пред c_n ќе биде негативен ($-$). Ова нешто настанува бидејќи при доведување топлина при експанзијата гасот сепак се лади. При компресијата случајот е обратен, топлината се одведува, а температурата сепак расте.

Степенот на политропата n може да се определи преку логаритмирање на равенката (78) за почетната и крајната состојба;

$$\begin{aligned} p_1 V_1^n &= p_2 V_2^n \\ \log p_1 + n \log V_1 &= \log p_2 + n \log V_2 \\ n &= \frac{\log p_1 - \log p_2}{\log V_2 - \log V_1} \end{aligned} \quad (90)$$

$$n = \frac{\log p_1 - \log p_2}{\log V_2 - \log V_1} \quad (190)$$

При снимени работни дијаграми на топлотните машини, степенот на политропата може да се определи по графички пат Сл. 17 и на следниов начин: во точ. 1 на политропата се повлекува тангентата, која ја сече апсцисата во точката 3. Со спуштање вертикала во точ. 1 отсечокот $O-3$ се дели на два дела V и a . Тогаш, степенот на политропата во точ. 1 ќе биде:

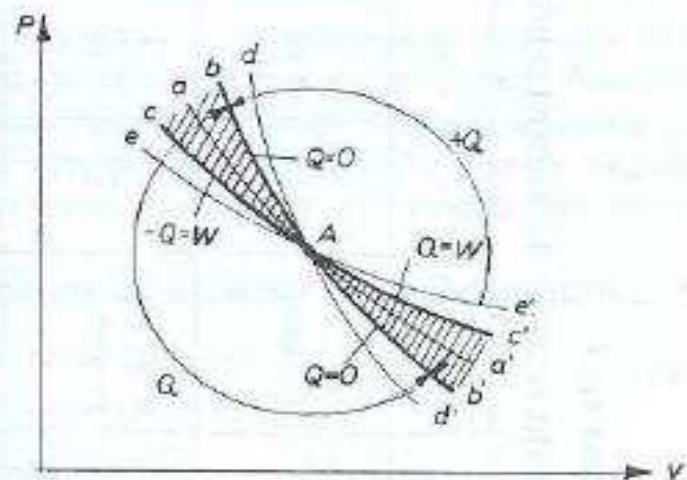


Сл. 17

$$n = \frac{V}{a} \quad (91)$$

Заради нерамномерност на доведувањето или одведувањето на топлина во процесот, степенот на политропата ќе биде различен по должината на кривата на вистинската промена. Според тоа за различни точки ќе се добијат различни вредности на степенот на политропата n .

Да разгледаме во pV дијаграм општ случај на промена на состојбата со почеток во точката A Сл. 18. Промената по кривата $A-b$ претставува адијабатска компресија ($Q=0$), додека кривата $A-c$ ($Q=L$) претставува изотермска компресија. Да ја разгледаме промената по адијабатската компресија ($A-b$). Ако од процесот почне да се одведува топлина кривата ($A-b$) ќе почне да се приближува кон кривата ($A-c$), односно во општ случај ќе биде некоја политропска компресија ($A-a$). До



Сл. 18

колку понатаму продолжи да се одведува поголема количина топлина, промената ќе се поистовети со изотермската компресија ($A-c$) и ако сè уште се продолжи со одведување поголема количина топлина, процесот ќе се одвива по кривата ($A-e$). Ако пак во процесот по кривата ($A-b$) му се доведува топлина, тој ќе се одвива по кривата ($A-d$). Во практиката компресијата се одвива по некоја крива помеѓу кривите ($A-b$) и ($A-c$) (шрафирано подрачје).

Ако промената од точката A се одвива со смалување на притисокот (експанзија — ширење), аналогно ќе ни се јават истите случаи (Сл. 18) при доведување или одведување поголема количина топлина од процесот. Да почнеме со промената ($A-b'$), која претставува адијабатска експанзија. Со

доведување топлина во процесот, се преминува првин во општа промена — политропска експанзија (крива $A-a'$) потоа со зголемена количина топлина во изотермска експанзија (крива $A-c'$), а со понатамошното доведување поголема количина топлина во некоја општа политропска експанзија (крива $A-e'$). Ако пак од процесот се одведува топлина, процесот по кривата ($A-b'$), ќе преминеше во процесот по кривата ($A-d'$). Во практаката експанзијата најчесто се одвива по некоја крива меѓу адијабатската и изотермската експанзија (крива $A-a'$).

Можеме да заклучиме дека промените на компресијата се одвиваат над точката A , а промените на експанзијата под точката A . Кривата на адијабатската компресија и адијабатската експанзија ($b-A-b'$) го дели дијаграмот на две подрачја; десно од неа се процесите кај кои се доведува топлина ($+Q$), а лево — процесите кај кои се одведува топлина ($-Q$).

2.8. ТЕХНИЧКА РАБОТА

Во термодинамичките пресметки многу се користи, покрај поимот за работа при промена на волуменот, и поимот за работа при промена на притисокот.

Работата при промена меѓу константни притисоци се нарекува техничка работа. Тоа се јавува при транспортирање на течности, гасови и пара од простор со еден притисок p_1 , во простор со друг притисок p_2 , под дејството на разликата на тие притисоци ($p_1 - p_2 \neq 0$). Таа се определува според соодветни формули или графички со помош на $p-v$ дијаграм.

За пресметка на техничката работа се користат следниве формули:

$$\left. \begin{array}{l} \text{за } m \text{ [kg]: } W_t = V_s (p_1 - p_2) \\ \text{за } 1 \text{ kg: } w_t = v_s (p_1 - p_2) \end{array} \right\} \quad (92)$$

каде:

V_s и v_s — се средниот волумен во $[m^3]$

и средниот специфичен волумен $[m^3/kg]$,

p_1 и p_2 — почетниот и крајниот притисок.

Техничката работа за 1 kg се определува од $p-v$ дијаграмот (сл.19), каде е претставена со шрафираната површина 1,2,3,4. Оваа површина можеме да ја претставиме со на неа еквивалентен правоаголник 3,4,5,6 чија висина $3,4 = p_1 - p_2$ и ширина $3,6 = v_s$ односно:

$$\text{површина } 1, 2, 3, 4 = \text{површина } 3,4,5,6 = v_s (p_1 - p_2)$$

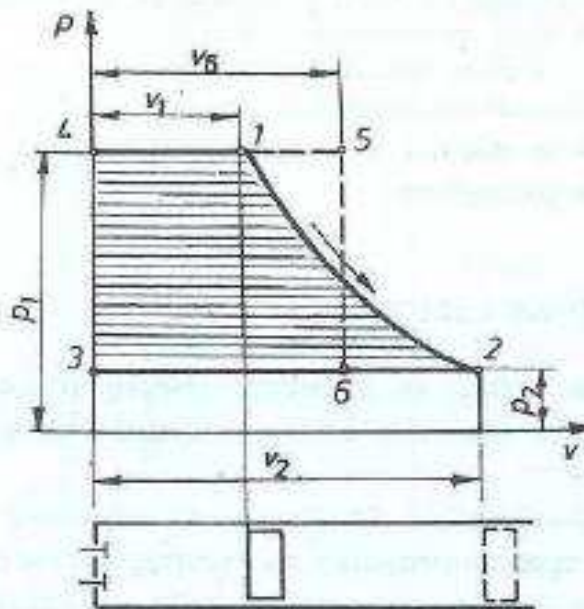
За утврдување на врската меѓу работата при промена на волуменот w и техничката работа w_t ќе се послужи́ме со $p-v$ дијаграмот на сл. 20. Вертикално шрафираната површина 1,2,3,4, графички ја предочува работата при промена на волуменот w , а хоризонтално шрафираната површина 1,2,5,6, ја предочува техничката работа w_t . Од сликата се гледа дека: површината 1,2,3,4 + површината 6,1,4,0 — површината 0,5,2,3 = површината 6,1,2,5, или:

$$w + p_1 v_1 - p_2 v_2 = w_t,$$

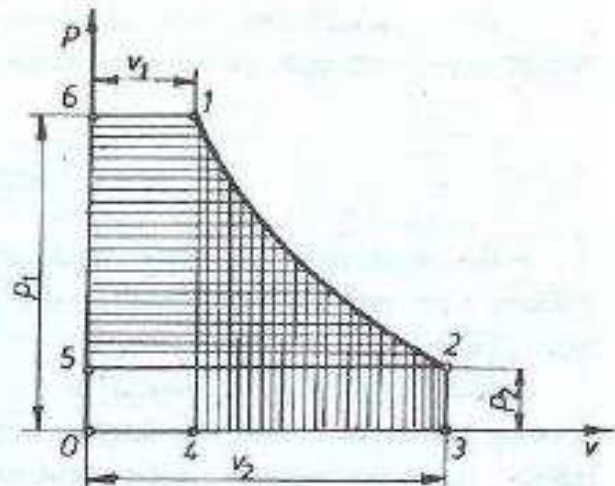
од каде:

$$w = w_t - p_1 v_1 + p_2 v_2.$$

Ако претходниот израз го замениме во равенката за Првиот главен закон, за 1 kg добиваме:



Сл. 19.



Сл. 20

$$q = u_2 - u_1 + w_t - p_1 v_1 + p_2 v_2,$$

или:

$$q = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + w_t \quad (93)$$

Техничката работа за основните промени на состојбата изнесува:

1. изохора:

$$\text{за } m \text{ [kg]: } W_t = V (p_1 - p_2),$$

$$\text{за 1 kg: } w_t = v (p_1 - p_2)$$

2. изобара:

$$p = \text{const}; p_1 - p_2 = 0$$

$$w_t = 0$$

(94)

$$w_t = 0 \quad (194)$$

3. изотерма:

$$\text{за } 1 \text{ kg: } w_t = p_1 v_1 - p_2 v_2 + w,$$

$$\text{бидејќи } p_1 v_1 = p_2 v_2,$$

$$\text{следува: } w_t = w, \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{за } 1 \text{ kg: } \\ \text{за } m \text{ [kg]: } \end{array}} \right\}$$

$$\text{за } m \text{ [kg]: } W_t = W; \quad (95)$$

4. адијабата: $q = i_2 - i_1 + w_t = 0,$

$$\text{за } 1 \text{ kg: } w_t = i_1 - i_2, \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{за } 1 \text{ kg: } \\ \text{за } m \text{ [kg]: } \end{array}} \right\}$$

$$\text{за } m \text{ [kg]: } W_t = I_1 - I_2. \quad (96)$$

Или преку Поасоновниот коефициент:

$$\text{за } 1 \text{ kg: } w_t = k \cdot w \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{за } 1 \text{ kg: } \\ \text{за } m \text{ [kg]: } \end{array}} \right\}$$

$$\text{за } m \text{ [kg]: } W_t = k W \quad (97)$$

ое се добива на следниов начин: кога вредноста за Поасоновниот коефициент $k = \frac{c_p}{c_v}$ се помножи и подели со $(T_2 - T_1)$, се добива

$$k = \frac{c_p (T_2 - T_1)}{c_v (T_2 - T_1)} = \frac{\Delta i}{\Delta u}$$

Имајќи предвид дека за адијабатата $\Delta u = w$ и $\Delta i = w_t$, следува:

$$k = \frac{\Delta i}{\Delta u} = \frac{w_t}{w};$$

5. политропа:

$$\text{за } 1 \text{ kg: } w_t = n \cdot w, \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{за } 1 \text{ kg: } \\ \text{за } m \text{ [kg]: } \end{array}} \right\}$$

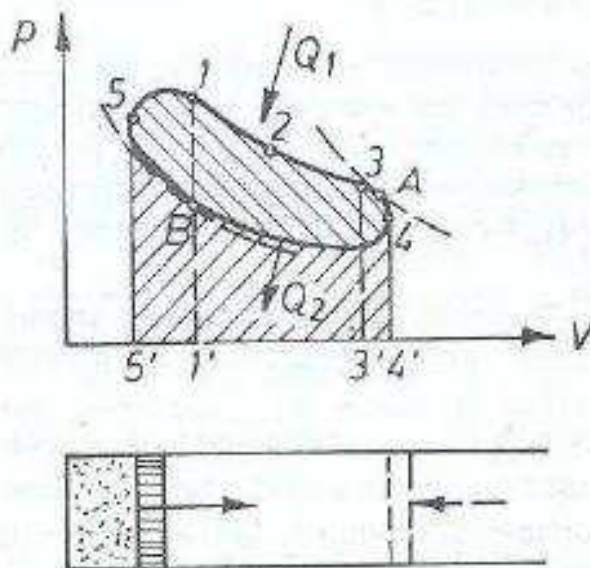
$$\text{за } m \text{ [kg]: } W_t = n \cdot W. \quad (98)$$

3. ВТОР ГЛАВЕН ЗАКОН НА ТЕРМОДИНАМИКАТА

3.1. КРУЖНИ ПРОЦЕСИ – ЦИКЛУСИ

3.1.1. ПОИМ ЗА КРУЖЕН ПРОЦЕС И ТЕРМОДИНАМИЧКИ КОЕФИЦИЕНТ НА КОРИСНО ДЕЈСТВО

Основните промени на состојбата кои ги проучивме во главата 2.7 настануваат само еднаш, односно само еднаш се вложување топлина и се добивање работа. Ова за техниката е недоволно, бидејќи за континуирано претворање на топлината во механичка работа, тие процеси треба непрестајно да се повторуваат. Во тој случај работното тело треба да се врати во почетната состојба, односно на првобитен притисок, температура и др. *Термодинамичките процеси кај кои работното тело ироаѓајќи низ различни состојби повторно се враќа во ирвобитната состојба, се нарекуваат кружни процеси или циклуси.*



Сл. 2.1

На Сл. 21 е прикажан произволен циклус на работно тело во pV дијаграм. Работното тело експандира по кривата 51234 и при тоа врши работа еднаква на површината 5144'5' (W_e). За да го вратиме работното тело во почетната состојба, односно да се заврши циклусот, потребно е тоа да се компримира по кривата 45, а за тоа е потребно да се потроши работа што одговара на површината 44'5'5' (W_k). На крајот од циклусот, како резултат, ќе се добие корисна работа, како разлика на работата на експанзија и компресија, која е дадена со површината 123451 (W) (обратно шрафирана површина во кривата линија). Добиената работа:

$$W = W_e - W_k \quad (99)$$

Оваа добиена работа може да се користи за извршување на разни корисни работи. Во случајов промената на состојбата во pV дијаграм се одвивање во насоката на движењето на стрелката на часовникот, односно деснонаесочито, и се добивање корисна работа. Истиот циклус може да се

одвија и во обратна насока (налево), наречен лев процес, во кој сумарната работа е негативна, односно за да се изврши овој процес мораме да доведуваме работа.

За извршување на кружен процес потребно е во еден дел да се доведува топлина на работното тело, а во друг дел да се одведува топлина. За да ги одделиме овие делови виртуваме две адијабати (сл.21), така што ги тангираат кривите на компресија и експанзија во точките A и B , и во овие точки од процесот ниту ќе се доведува, ниту ќе се одведува топлината (при адијабатата $Q=0$). Во другите точки од процесот ќе се врши размената на топлина и тоа при деснонасочниот процес на делот $B \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow A$ ќе се доведува топлина Q_1 , а во делот $A \rightarrow B$ ќе се одведува топлина Q_2 . Значи, за добивање корисна работа од процесот треба $Q_1 > Q_2$.

Ако за наведениот процес ја разгледаме внатрешната енергија на работното тело, видно е дека во текот на промената таа се менува, но на крајот пак ја добива почетната вредност, бидејќи работното тело се враќа во првобитната состојба. Значи, *при затворен кружен процес внатрешната енергија на почетноокон и на крајот од процесот има иста вредност, иако итто конечната промена на внатрешната енергија изнесува:*

$$\Delta U = 0.$$

Согласно со Првиот главен закон може да се напише:

$$Q = \Delta U + W,$$

при што:

$$Q = Q_1 - Q_2,$$

и со замена се добива:

$$W = Q_1 - Q_2 \quad (100)$$

Значи, *при кружниот процес добиената работа е еднаква на разликата на доведената и одведената топлина.*

Доведената количина топлина Q_1 на работното тело не се претвора цела во работа, ами еден дел (Q_2) се одведува од процесот како неупотребен. За доведување на топлината Q_1 на работното тело, мора да постои извор на топлина со температура повисока од највисоката постигната температура во текот на процесот. Ако тоа не се обезбеди, не може да настане доведување на топлина.

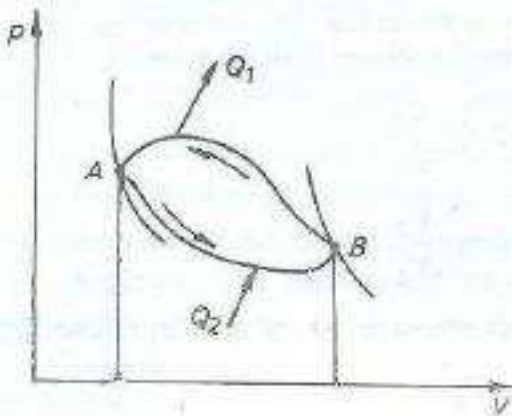
За одведување на топлината Q_2 од процесот, мора да постои понор на топлина, со температура пониска од најиската температура постигната во текот на процесот.

Од горното произлегува дека за претворање на топлината во механичка работа, е потребно да се има не само топлотен извор, туку и топлотен понор (вода за ладење, воздух, или друга околина), кој ќе обезбеди одведување на топлината од процесот.

Односот меѓу претворената топлина во работа и вкупно доведената топлина во процесот, се нарекува **топлотен или термодинамички коефициент на корисно дејство на циклусот** и е равен на:

$$\eta_{th} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (101)$$

Бидејќи одведената топлина Q_2 е само дел од фактички доведената топлина Q_1 ($Q_2 < Q_1$) тогаш $\frac{Q_2}{Q_1} < 1$ и $\eta_c < 1$. Значи, при термодинамичките процеси ниту при идеални теоретски услови не може да се постигне коефициентот на искористување да е рамн на единица.



Сл. 22

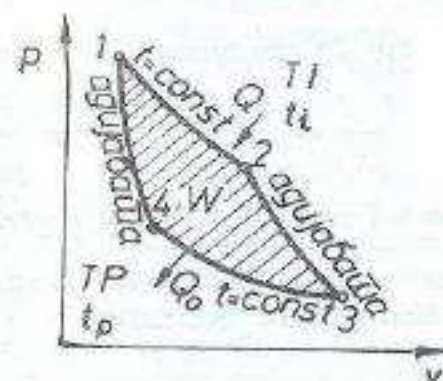
Ако кружниот процес се врши во обратна насока (налево) (сл. 22) тогаш за време на промената $B \rightarrow A$ (компресија) се одведува топлина Q_1 , а за време на промената $A \rightarrow B$ (експанзија) се доведува топлина Q_2 . Одведената топлина Q_1 е поголема од доведената топлина Q_2 за износот на доведената работа W , која се претвора во топлина, односно за сметка на доведената работа W се врши пренесување на топлината од поладно на потопло тело. Значи, во никој случај топлината не може да преминува сама од себе од поладно на потопло тело. За да се оствари оваа цел, мора да се потроши определена количина механичка работа.

Топлината сама од себе преминува од тело со повисока температура на тело со пониска температура и при таков премин таа не се претвора во механичка работа. Ако сакаме топлината да ја претвориме во механичка работа, треба меѓу двете тела со различна температура (изворот на топлина и поворот на топлина) да се постави топлина машина во која дел од топлината ќе се претвори во механичка работа, а дел ќе се одведе неискористен.

3.1.2. КАРНОТОВ КРУЖЕН ПРОЦЕС

На сл. 23 е прикажан еден карактеристичен кружен процес, проучуван од Карнот¹⁾ и по него наречен Карнотов процес. Од сликата се гледа дека овој процес е составен од две изотерми и две адијабати.

Процесот тече така: гасот експандира од точ. 1 до точ. 2 по изотерма, а од точ. 2 до точ. 3 по адијабата. Компресијата почнува во точ. 3 и до точ. 4 се одвива по изотерма, а од точ. 4 до почетната состојба 1 по адијаба. За одвивање на циклусот постојат топлинен извор (TI) со температура t_1 и топлинен повор (TP) со температура t_p . За да се оствари премин на топлина од TI на работното тело во текот на изотермата 1—2 чија температура е $t = const$, треба $t_1 > t$. За да се овозможи одведување топлина во текот на изотермата 3—4, чија температура $t_0 = const$, треба $t_0 > t_p$. Бидејќи промената на состојбата на работното тело од 2—3 и 4—1 се одвива по адијабата, немаме премин на топлина.



Сл. 23

¹⁾ Сади Карнот (1796 — 1832), француски инженер, еден од основачите на термодинамиката

Како и за сите циклуси, така и за Карнотовиот кружен процес термодинамичкиот коефициент на корисно дејство, според равенката (201) ќе биде:

$$\eta_t = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Бидејќи доведувањето и одведувањето на топлината се одвива по изотермите 1—2 и 3—4, имаме:

$$Q_1 = mRT_1 \cdot 2,303 \lg \frac{V_2}{V_1},$$

$$Q_2 = mRT_4 \cdot 2,303 \lg \frac{V_3}{V_4}.$$

Ако претходните изрази ги замениме во равенката за η_t и извршиме скрапување, добиваме:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 \lg \frac{V_3}{V_4}}{T_1 \lg \frac{V_2}{V_1}}.$$

Од равенките за адијабатите 2—3 и 4—1, следува:

$$\frac{V_2}{V_3} = \left(\frac{T_4}{T_1}\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$\frac{V_1}{V_4} = \left(\frac{T_4}{T_1}\right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Десните страни на претходните равенки се еднакви, тогаш еднакви се и левите:

$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{V_1}{V_4},$$

односно со средување се добива:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}.$$

Сега во равенката за η_t можеме да ги скратиме членовите $\lg \frac{V_3}{V_4}$ со $\lg \frac{V_2}{V_1}$, и за термодинамичкиот коефициент на корисно дејство на Карнотовиот кружен процес добиваме:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4}{T_1} \quad (102)$$

Анализирајќи ја равенката (202) доаѓаме до следниве заклучоци:

Коефициентот на корисно дејство — η_t на Карнотовиот кружен процес расте со зголемување на температурата T_1 , при која се доведува топлина во процесот, и со намалување на температурата T_4 , при која се одведува

топлина од процесот. Значи за зголемување на η_c на Карнојовиот процес треба да се оди кон зголемување на температурата на топлинниот извор и кон смалување на температурата на топлинниот појор.

— η_c на Карнојовиот кружен процес секогаш е помал од единица. Тој би бил единица при $T_1 = \infty$ или при $T_4 = 0$ (т.е. при $t_4 = -273^\circ\text{C}$), што практично е невозможно, бидејќи температурата на околината секогаш и секогаш е поголема од 0 K .

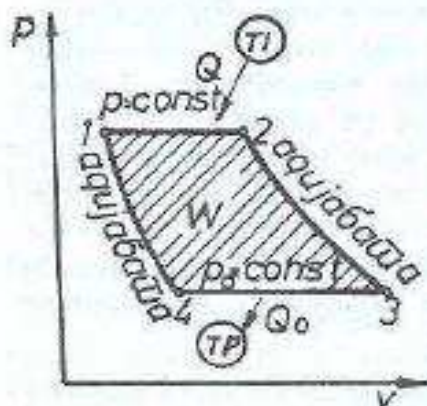
— При еднакви температури на топлинниот извор и на топлинниот појор ($T_1 = T_4$), η_c на Карнојовиот кружен процес е рамен на нула.

Карнојовиот кружен процес во однос на термодинамичкиот коефициент на корисно дејство е најдобар од сите можни процеси и претставува граничен случај, кој не само што не може да се надмине, фактички и не може да се постигне. Тој е мерило како мерило за споредба на совршеноста на изведените машини.

Процесот даден на сл. 23 се одвива десноасочно и како резултат дава работа W . Истиот процес може да се одвива и налево, при што мора да се доведува работа во процесот, и во тој случај на делот 4—3 ќе се одземе топлина од TP , а во делот на 2—1 ќе се оддава топлина на T_1 . Значи, со лев Карнојов процес, со вложување работа во процесот, вршме премин на топлина од појор (TP) на топлинот извор (T_1), односно лев Карнојов процес се јавува како дијалка на топлина.

3.1.3. ДУЛОВ КРУЖЕН ПРОЦЕС

На сл. 24 е прикажан еден друг кружен процес, наречен Дулов процес. Тој графично е претставен од две изобари и две адијабати. И овој процес, како опишаниот Карнојов процес, се одвива десноасочно и добиената работа од него на сл. 43 е означена со W .



Сл. 24

Изобарната експанзија тече од точ. 1 до точ. 2, кога се доведува топлина од изворот на топлина. Во точката 2 престанува доводот на топлина и понатамошната експанзија до точ. 3 се врши по адијабата снижувајќи се температурата. Од точ. 3 до 4 се врши изобарна компресија и од гасот се одведува топлина во топлотниот појор (TP). Од точ. 4 до точ. 1 се врши адијабатска компресија, со која гасот се доведува до почетната состојба. За одвивање на процесот, потребно е највисоката температура на гасот t_2 да биде помала од температурата на топлотниот извор t_1 ($t_1 > t_2$). Исто така треба најниската температура на гасот t_4 да биде поголема од температурата на топлотниот појор t_p ($t_4 > t_p$). Значи, и во

овој процес се потребни два топлотни резервоара со различни температури за претворање на топлината во механичка работа.

3.2. ЗНАЧЕЊЕТО НА ВТОРИОТ ГЛАВЕН ЗАКОН

Првиот закон на термодинамиката кажува дека топлината и механичката работа можат да се претворат една во друга. Меѓутоа, колкав дел од топлината може да се претвори во работа и обратно, во Првиот закон не се разгледува. Тој се базира на Законот за одржување на енергијата, применет на топлотните процеси.

Вториот закон на термодинамиката е формулиран исклучително термодинамички како специфичен закон на топлотните процеси. Тој не е така универзален како Првиот закон, но претставува еден од фундаменталните закони на природата, и е значаен за многу природни науки. Со примената на Вториот главен закон може на лесен начин да се врши квалитативна и квантитативна процена на процесите, кои се одвиваат во термодинамичките системи.

3.3. ВТОР ГЛАВЕН ЗАКОН НА ТЕРМОДИНАМИКАТА

Од изложеното во претходниот дел можеме да заклучиме дека за претворање на топлината во механичка работа мора да постојат топлинен извор и топлинен повор со различни температури, односно треба да постојат два резервоара на топлина.

Спротивно на горното, при претворањето на механичката работа во топлина, на пример, при триењето (при спуштање на некој тег преку макара со кочење), може целокупната работа да се претвори во топлина и да се одведе во еден единствен топлотен резервоар (топлотен повор). Значи, за претворање на механичката работа во топлина, доволно е да се има само еден топлотен резервоар.

Од изложеното може да се заклучи дека процесите на претворање на топлината во механичка работа битно се разликуваат од процесите на претворање на механичката работа во топлина, имено во првиот случај се потребни два топлотни резервоара (извор и повор на топлина), а во вториот само еден топлотен резервоар (повор на топлина).

Исто така треба да се потенцира условот дека меѓу двата топлотни резервоара мора да постои температурна разлика, што е основен услов за премин на топлината. Иако во морето и воздухот има големи количини топлина, таа не може да биде искористена во некоја топлотна постројка, од причини што немаме втор резервоар на топлина со пониска температура (повор на топлина), бидејќи целата околина има иста температура. Постои можност по вештачки пат да се направи резервоар на топлина со пониска температура од околината, но за таа цел треба да се потроши механичка работа, која во најидеален случај може да се покрие со топлината добиена од изворот на топлина (морето или воздухот), и не може да стане збор за некое искористување на топлината.

Од изложеното може да заклучиме дека е невозможно да се конструира топлотна машина која со користење на топлината од морето или воздухот би работела вечно.

Таква машина со оглед на неисцрпната топлина на морето и воздухот би претставувала некој вид перпетуум—мобиле. За разлика на перпетуум—мобиле од механика, оваа машина би се нарекла перпетуум—мобиле од втор ред.

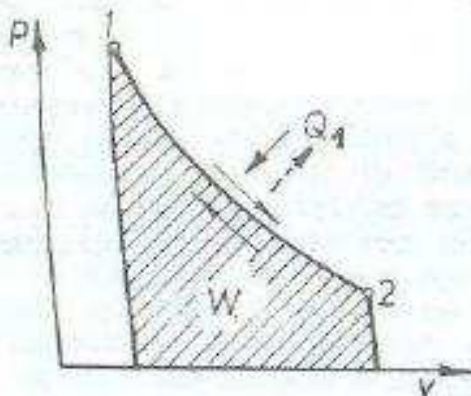
Од изложениот произлегува дека Вториот главен закон на термодинамиката може да се дефинира на следниве начини:

1. *Топлината сама од себе, без притоање на надворешната работа, не може да претрпне промена на топлата сила¹⁾.*

2. *Не е можно, со каков и да било кружен процес, да се зема топлина само од еден топлинен резервоар и да се претвори во механичка работа, без да се одземе нејзин дел и да се предава во друг резервоар на топлина со поинаква температура. (Перпетуум — мобиле од втор ред е невозможен)²⁾.*

3.4. ПОВРАТНИ И НЕПОВРАТНИ ПРОЦЕСИ

Да разгледаме некоја општа промена на состојбата (сл. 25) на определена количина гас од точ. 1 до точ. 2. За време на експанзијата 1—2 на гасот му се доведува од изворот на топлина количина топлина Q_1 , а е извршена работа W . До колку сакаме процесот да се одвива во обратна насока 2—1 (компресија), треба на гасот да му доведуваме работа W , а од процесот да одведуваме во изворот на топлина количина топлина Q'_1 . До колку $Q'_1 = Q_1$, односно одведената топлина при компресијата е еднаква на доведената топлина при експанзијата, гасот и изворот на топлина ќе се вратат повторно во првобитната состојба, односно ќе се постигне состојбата во точ. 1 со првобитните голедини на состојбата. Таквите процеси се нарекуваат **повратни процеси**. Тие можат да се остварат под услов ако за време на промената на состојбата се занемарат триењето, придушва-



Сл. 25

њето и разликата во температурите меѓу телото што врши промена и околната средина.

Всушност повратни процеси не постојат. Секогаш и секаде ќе се појавува макар и најмало триење, а при секоја размена на топлина потребна се и најмали разлики на температурите. Повратните процеси ги сметаме за многу корисни гранични случаи, на кои можеме да им се приближиме, под услов ако процесите ги водиме со доволно внимание, побавно и со што помало триење.

Сите процеси во природата можат да се поделат во две категории: **повратни и неповратни процеси**.

Повратни процеси се оние кај кои сите елементи (учесници) во процесот можат да се вратат на почетната состојба, а при тоа никаде во природата да не настане некоја трајна и забележлива промена.

Неповратни процеси се оние кај кои сите елементи во процесот можат да се вратат во почетната состојба, но при тоа некаде во природата ќе настане некоја трајна и забележлива промена. На прим.: при размена на

¹⁾ Р. Клаузиус (1822—1888), германски научник, 1850 г.

²⁾ К. В. Томсон (1821—1907), англиски физичар, 1851 г.

топлина меѓу две тела со поголема разлика во нивната температура, преминот на топлината ќе тече во насока од потоплото кон поладното тело, а според Вториот главен закон таа топлина да се врати назад на потоплото тело е невозможно без некои други промени (треба да се доведе работата од друг извор).

Посебно треба да се потенцира дека повратливоста не треба да се поистоветува со кружните процеси, бидејќи постојат повратни и неповратни кружни процеси. Исто така постојат повратни и неповратни процеси, кои не се кружни процеси.

3.5. ЕНТРОПИЈА И ТОПЛОТЕН ДИЈАГРАМ

Досега процесите ги прикажувавме исклучително во pV дијаграм, наречен работен дијаграм, бидејќи производот на неговите координатни големини ја даваат механичката работа. При претворањето на топлината во механичка работа, таа се добива како разлика на доведената и одведената топлина, но големините на тие топлини не можат да се согледаат во pV дијаграмот. Затоа се постави прашањето, на кој начин со мерњето на некои површини од некој дијаграм би се определиле топлините што учествуваат во процесот. За таа цел се воведува поимот **топлотен дијаграм**, а производот на координатните големини ќе ја дава количината на топлина. Поаѓајќи од основниот услов за премин на топлина, се наметна едната координата да биде температурата, додека другата ја означуваме со S и ја нарекуваме **ентропија**. Оваа нова големина сега засега нека биде само помошна математичка големина.

На дијаграмот од сл. 26 на ординатата ја нанесуваме апсолутната температура T , а на апсцисата новата големина S . Нека промената на состојбата на гасот се одвива од точ. 1 до точ. 2. Површината $12S_2S_1$ ја претставува топлината вложена во процесот Q . Да замислиме дека во текот на процесот доведената топлина пораснала за некоја мала големина ΔQ , чиј износ е претставен со двојно шрафирана површина. Од сликата се гледа дека со доста голема точност таа површина може да се смета како правоаголник со страните ΔS и T , каде ΔS е сосема мала промена на ентропијата. Тогаш:

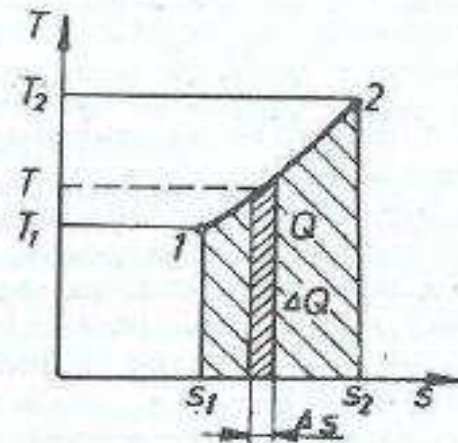
$$\Delta Q = T \cdot \Delta S,$$

од каде:

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T} \quad 103$$

До колку се земе ентропија за единица маса, доаѓаме до поимот специфична ентропија, која ја означуваме со s

$$s = \frac{S}{m} \quad 104$$



Сл. 26

Од изложениот следува дека единици за мерење на ентропијата и специфичната ентропија ќе бидат:

$$S \left[\frac{J}{K} \right]; \quad s \left[\frac{J}{kg K} \right];$$

кои се исти како и единиците за топлотен капацитет, односно за специфична топлина.

Ако се познати основните големина на состојбата на гасот, ентропијата на гасните тела може да се пресмета според следниве изрази, до кои е дојдено со примена на виша математика:

$$s - s_0 = c_p \cdot 2,303 \lg \frac{T}{T_0} - R \cdot 2,303 \lg \frac{p}{p_0} \quad 105$$

$$s - s_0 = c_v \cdot 2,303 \lg \frac{p}{p_0} + c_p \cdot 2,303 \lg \frac{v}{v_0} \quad 106$$

$$s - s_0 = c_v \cdot 2,303 \lg \frac{T}{T_0} + R \cdot 2,303 \lg \frac{v}{v_0} \quad 107$$

каде: s_0 е почетна ентропија, и е договорено дека при физичка нормална состојба ($T = 273 K$ и $p = 101325 [Pa]$) $s_0 = 0$.

Од горните равенки се гледа дека ентропијата може да се пресмета кога се знаат две основни големина на состојбата.

Ентропијата, како и притисокот, температурата, волуменот, внатрешната енергија и енталпијата претставува основна големина на состојбата. За разлика од притисокот, температурата и специфичниот волумен, ентропијата е неопцилна и немерлива големина.

Потребно е да се нагласи дека сите пресметки каде што се појавува ентропијата, се вршат со промена на ентропијата меѓу двете состојби 1 и 2, и равенките (205); (206) и (207) во општ случај го имаат следниот облик:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \cdot 2,303 \lg \frac{T_2}{T_1} - R \cdot 2,303 \lg \frac{p_2}{p_1} \quad 108$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \cdot 2,303 \lg \frac{p_2}{p_1} + c_p \cdot 2,303 \lg \frac{v_2}{v_1} \quad 109$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \cdot 2,303 \lg \frac{T_2}{T_1} + R \cdot 2,303 \lg \frac{v_2}{v_1} \quad 110$$

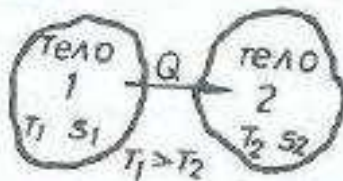
Доведената топлина, според равенката (203) е еднаква на производот од апсолутната температура T на тоа тело и прирастот на ентропијата ΔS на истото тело. Бидејќи може да биде $\Delta Q \begin{matrix} \geq \\ \leq \end{matrix}$, тогаш и прирастот на ентропијата на некое тело $\Delta S \begin{matrix} \leq \\ \geq \end{matrix} 0$. При доведување топлина на некое тело неговата ентропија расте, и обратно при одведување топлина од некое тело, неговата ентропија опаѓа. При адијабатската промена, каде немаме размена на топлина, промената на ентропијата е еднаква на 0.

Големијата на промената на ентропијата е зависна од количината на разменетата топлина и висината на температурата при која се врши таа размена на топлина. При размена на иста количина топлина, еднаш при високи температури, а втор пат при ниски температури, промената на ентропијата во првиот случај ќе биде помала, отколку во вториот. Ова иста можеме да го согледаме на следниов пример:

На сл. 27 се прикажани две општи промени при различни висини на температурите, со тоа што и кај двете промени се разменува иста количина топлина ($Q = Q'$), односно површината $S_1 12S_2$ и површината $S_1 1'2'S_2$ се еднакви. Од сликата се гледа дека прирастот на ентропијата ΔS за двете промени битно се разликува ($\Delta S' \gg \Delta S$).

Ако кај повратните процеси ја земеме предвид промената на ентропијата на изворот на топлина и работното тело, тогаш промената на ентропијата на изворот на топлина ќе се смалува за толку колку што ќе порасне промената на ентропијата на работното тело. Вкупната промена на ентропијата ќе биде еднаква на нула. Истото важи и за кружните повратни процеси. Во текот на промената, промената на ентропијата во сдделни фази расте или опаѓа, но вкупната промена на ентропијата за целиот систем кај повратните кружни процеси е еднаква на нула.

Кај исповратните процеси промената на ентропијата се зголемува. Ова можеме да го предочиме ако го разгледаме следниов пример:



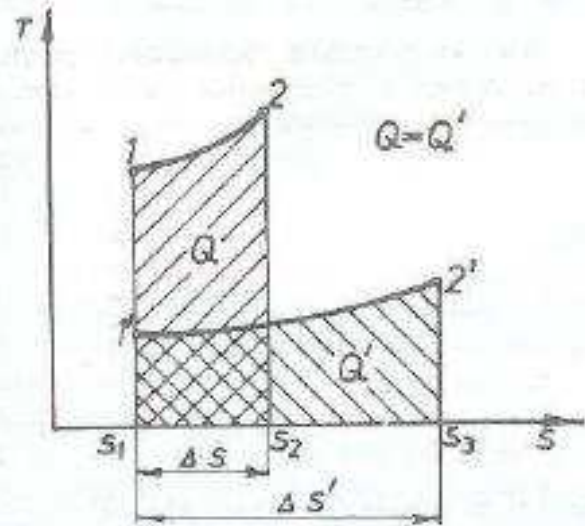
Сл. 28

Телото 1 (сл.28) со температура T_1 врши размена на топлина со телото 2, чија температура $T_2 < T_1$. Според Вториот главен закон, преминот на топлина ќе се врши само во една насока, и тоа од телото 1 на телото 2. Таков премин на топлина е типично неповратен процес. Од телото 1 се одведува топлина ($-\Delta Q$) и таа е рамна на: $-\Delta Q = T_1 \cdot \Delta S_1$. На телото 2 му доведуваме топлина ($+\Delta Q$), која изнесува: $\Delta Q = T_2 \cdot \Delta S_2$. Тогаш промените на ентропијата на телата би биле:

$\Delta S_2 = \Delta Q/T_2$ и $\Delta S_1 = -\Delta Q/T_1$. Вкупната промена на ентропијата на целиот систем ќе биде:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = -\frac{\Delta Q}{T_1} + \frac{\Delta Q}{T_2} = \Delta Q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) > 0 \quad (111)$$

Од равенката (111) следува, $\Delta S > 0$ бидејќи $T_1 > T_2$, односно вкупната промена на ентропијата на системот ќе расте, иако прирастот на ентропијата на едното тело се смалува.



Сл. 27

Врз основа на примерот, можеме да заклучиме дека при *неовратни* процеси, *еквивалент* прираст на ентропијата може само да расте. До колку овој прираст е помал, до толку неповратниот процес се доближува до повратниот. Значи, прирастот на ентропијата при одреден процес може да се земе како мерило за повратноста или неовратноста на процесот, односно да биде мерило за совршеноста на процесот при претворањето на топлината во механичка работа.

Врз основа на изнесеното сега може да се заклучи дека во примерот на сл. 46 топлината Q повеќе е способна за претворање во механичка работа од топлината Q' , бидејќи $\Delta S \ll \Delta S'$.

Со воведување на поимот ентропија како мерило за совршеноста на некој процес при претворањето на топлината во механичка работа, всушност изразот (203):

$$\Delta Q = T \Delta S$$

претставува аналитички израз на Вториот закон.

3.6. ПРОМЕНИ НА СОСТОЈБАТА ВО TS ДИЈАГРАМ

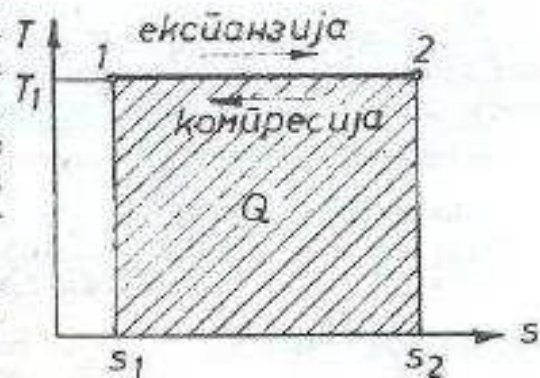
Основните промени на состојбата веќе еднаш ги проучивме во pV дијаграмот, но за податомашно совладување на градивото од термодинамика, тие треба да се проучат и во топлинот TS дијаграм.

3.6.1. ИЗОТЕРМА

Промената на состојбата при $T = \text{const}$ е дадена на сл. 29. Бидејќи $T = \text{const}$ изотермата во TS дијаграмот е прикажана со права линија паралелна на апсцисата.

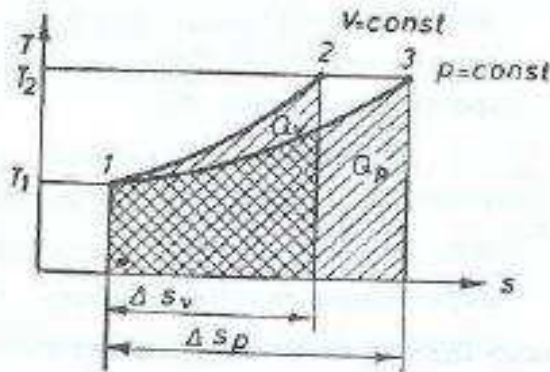
Во случај на експанзија процесот се одвива во насоката 1—2, а во случај на компресија — обратно, во насоката 2—1. Доведената, односно одведената топлина која се претвора во механичка работа, еднаква е на површината под линијата на промената, и таа изнесува:

$$Q = (S_2 - S_1) T = W$$



Сл. 29

3.6.2. ИЗОБАРА И ИЗОХОРА



Сл. 30

Промените на состојбата при $p = const$ и $v = const$ дадени се на сл. 30. Текот на промените се добива од равенките (1.05, 1.06 и 1.07) во кои се заменува $p = const$, односно $V = const$:

за $p = const$:

$$s = c_p 2,303 \lg \frac{T}{T_0} + const \quad (113)$$

за $V = const$:

$$s = c_v 2,303 \lg \frac{T}{T_0} + const \quad (114)$$

И двете равенки (113) и (114) во TS дијаграмот се логаритамски криви линии.

Од сликата се гледа дека и двете промени почнуваат од иста почетна состојба, а свршуваат при иста температура T_2 во различни крајни состојби. Доведените топлини Q_v и Q_p се различни, и топлината при $p = const$, $Q_p > Q_v$ при $V = const$. Тоа доаѓа отаму што $c_p > c_v$. Бидејќи $Q_p > Q_v$, тогаш и промената на ентропијата при $p = const$ е поголема од онаа при $V = const$, односно:

$$\Delta S_p > \Delta S_v$$

3.6.3. АДИЈАБАТА

Знаеме дека адијабатската промена се врши без размена на топлина ($\Delta Q = 0$):

$$\Delta Q = T \cdot \Delta s$$

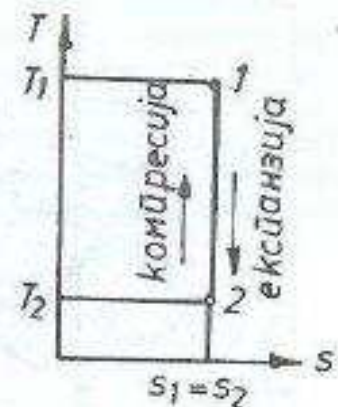
$$0 = T \cdot \Delta s$$

бидејќи

$$T \neq 0, \text{ следува } \Delta s = 0.$$

Оваа промена во TS дијаграмот (сл. 31) претставува права линија паралелна на ординатата. Од сликата исто така се гледа дека површината е нула

$$(\Delta Q = 0).$$

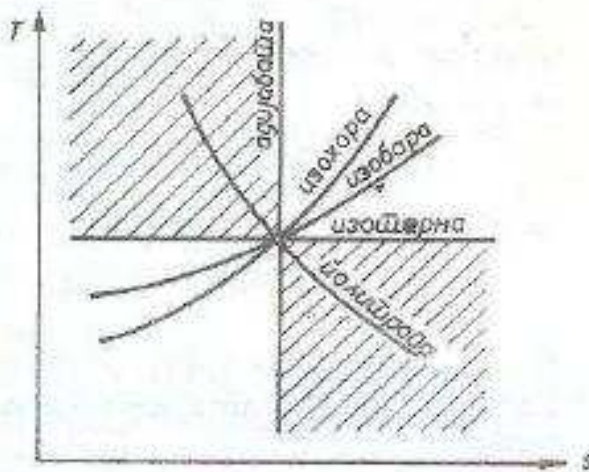


Сл. 31

3.6.4. ПОЛИТРОПА

Политропа како општа промена на состојбата може да биде која и да било линија прикажана во TS дијаграм, почнувајќи од состојбата во точката A (сл. 51), и при тоа е важно дали се врши компресија или експанзија,

и дали за време на промената се доведува или одведува топлината во процесот, и во колкава количина. На сликата се дадени основните про-



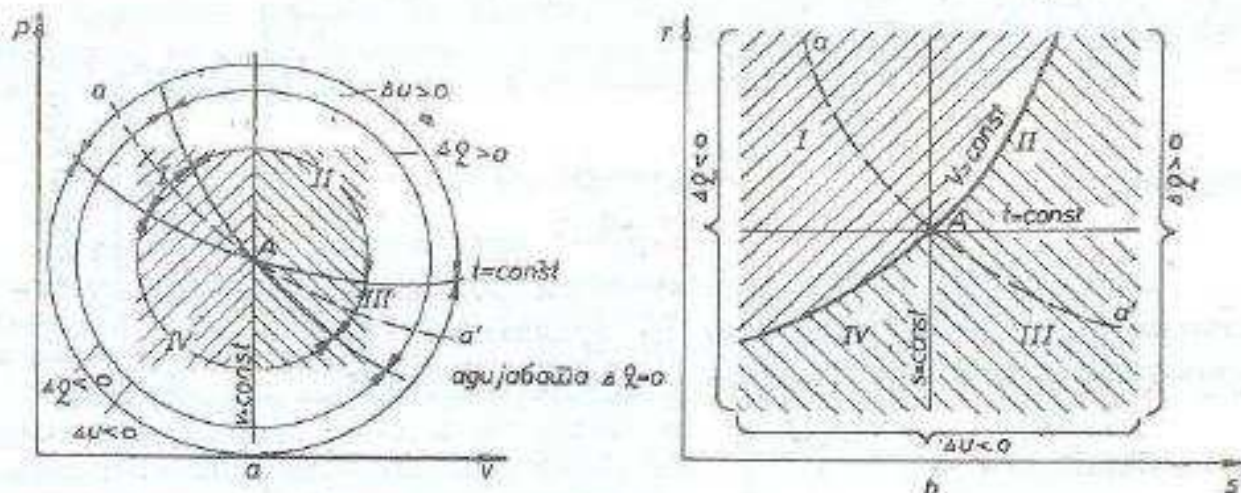
Сл. 32

мени на состојбата, кои претставуваат посебни случаи на политропска промена.

Вистинските процеси најчесто се одвиваат меѓу адијабатата и изотермата (шрафираната површина на сликата). Во случајов степенот на политропата $k > n > 1$.

Бидејќи изохората претставува граничен случај на политропата во однос на компресијата и експанзијата, заклучуваме дека процесите десно од линијата $V = \text{const}$ (во TS и pV дијагра-

мот (сл 33) се експанзии, а лево компресии. Во TS дијаграмот со линиите на изотермата и адијабатата дијаграмот го делеме на 4 квадранти, кои во pV дијаграмот не одговараат на квадранти, а тие се означени со I, II, III и IV.



ЛЕГЕНДА:

 компресија

 експанзија

Сл. 33

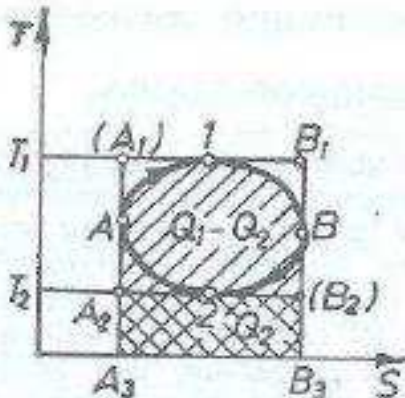
Можните промени на некои големина во одделни квадранти на дијаграмот (сл. 45) се дадени во следнава табела:

Квадрант	Δq	ΔU	Компрес.	Експанз.	ΔS
I	< 0	> 0	+	-	$\Delta < 0$
II	> 0	> 0	+	+	$\Delta > 0$
III	> 0	< 0	-	+	$\Delta > 0$
IV	< 0	< 0	+	+	$\Delta > 0$

Претходните константи важат ако промената почнува од точката A (сл. 33).

3.7. КРУЖНИ ПРОЦЕСИ ВО TS ДИЈАГРАМ

На сл. 34 е прикажан во TS дијаграм еден општ кружен процес, кој се одвива меѓу температурите T_1 и T_2 , со почетна состојба во точката A , и тоа деснонасочно. При промена на состојбата по $A-1-B$ (експанзија) се доведува топлина Q_1 , а при промена $B-2-A$ (компресија) се одведува топлина Q_2 . Во текот на циклусот највисоката температура T_1 е постигната во точката 1, а најниската T_2 во точката 2.

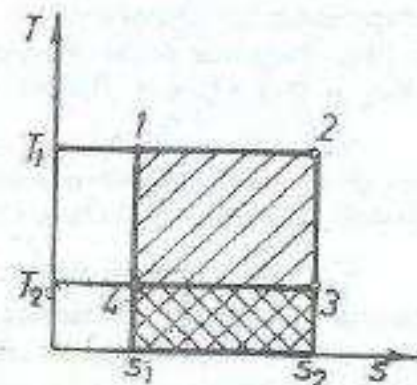


Сл. 34

Во TS дијаграмот доведената топлина е предочена со површината $A_1BB_1A_1$, а одведената топлина со површината $A_2BB_2A_2$. Разликата меѓу доведената и одведената топлина ($Q_1 - Q_2$) одговара на топлината која се претвора во корисна работа, која во дијаграмот одговара на површината $A_1B_2A_2$. Значи, колку е оваа површина поголема, толку е поголема добиената корисна работа. Од сликата се гледа дека најголема можна површина ќе се добие ако процесот се одвива по линијата $A_1-B_1-B_2-A_2$, односно меѓу две адијабати (A_2-A_1 и B_1-B_2) и две изотерми (A_1-B_1 и B_2-A_2). Од порано знаеме дека кружен процес кој се одвива меѓу две адијабати и две изотерми е Карнотовиот процес, кој во TS дијаграм е прикажан на сл. 35.

Термодинамичкиот коефициент на корисно дејство според равенката (112) изнесува:

$$\eta_c = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$



Сл. 35

каде топлините Q_1 и Q_2 ако ги изразиме преку ентропији

$$Q_1 = m \cdot T_1 (s_2 - s_1),$$

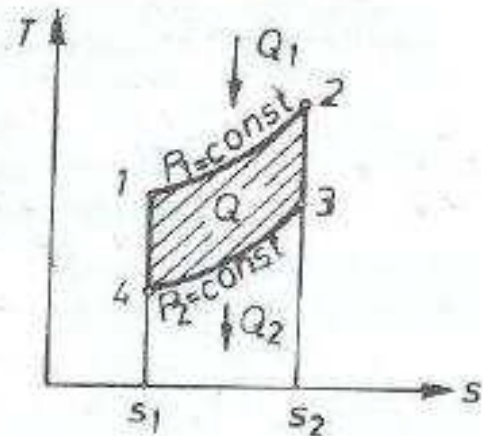
$$Q_2 = m \cdot T_2 (s_2 - s_1),$$

тогаш:

$$\eta_t = 1 - \frac{mT_2 (s_2 - s_1)}{mT_1 (s_2 - s_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (215)$$

значја, *термодинамичкиот коефициент на корисно дејство на Карнововиот процес единствено зависи од највисоката и најниската температура во процесот, односно го добиваме познатиот израз според равенката (113).*

На сл. 36 е прикажан Цуловниот кружен процес во TS дијаграм.



Сл. 36

3.8. КРУЖНИ ПРОЦЕСИ КАЈ МОТОРИТЕ СО ВНАТРЕШНО СОГОРУВАЊЕ

3.8.1. ОПШТО ЗА МОТОРИТЕ СО ВНАТРЕШНО СОГОРУВАЊЕ

Со согорување на гориво во средина со воздух, се ослободува топлина која преоѓа на гасовите добиени од согорувањето, и им ја покачува температурата, а со покачување на температурата се зголемува и нивниот волумен. До колку на некој начин успееме да го сопреме зголемувањето на волуменот, тогаш согорувањето на горивото ќе се врши во затворен сад, и во тој случај ќе се зголемува притисокот на гасовите. Зголемиот притисок во садот може да се користи за вршење на работа, ако едната страна од садот е подвижна, и во тој случај притисокот на гасовите ќе ја двини таа страна (всушност клипсот), при што ќе врши работа. На овој начин, со согорување топлината од горивото директно се претвора во работа. Таквите топлинни машини, каде согорувањето и добивањето на работа се врши на опишаниот начин ги нарекуваме **мотори со внатрешно согорување**.

Според начинот на доведувањето на гориво и потребен воздух за согорување во цилиндарот, и одвивањето на кружниот процес разликуваме два основни вида кружни процеси кај моторите со внатрешно согорување, и тоа **Ото** и **Дизел** процес.

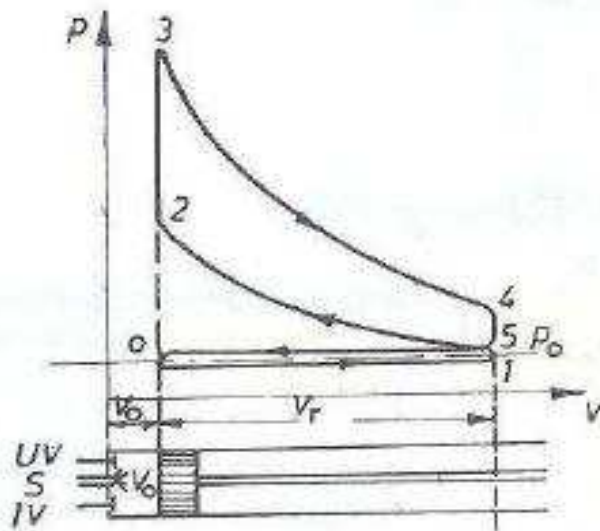
Кај Отовниот процес смесата на горивото и воздухот се подготвува надвор од цилиндарот и како шаква се вметнува во цилиндарот, каде во њогов момент се јали со електрична искра и запалува согорување.

Кај Дизеловниот процес смесата на горивото и воздухот се формира во самиот цилиндар. Во цилиндарот се вметнува чист воздух, кој се компримира до температура на samozajaluvanje на горивото и во њогов момент се вметнува гориво кое во њоговиот воздух се запалува и изгорува без потреба од електрична искра.

3.8.2. ОТОВ КРУЖЕН ПРОЦЕС

Текот на Отовиот кружен процес е прикажан на сл. 37

I такт: Вшмукање 0—1. Клипот се движи одлево надесно, при што се создава потпритисок во цилиндарот и низ отворениот шмукачки вентил (UV) смесата на бензинот и воздухот влегува во цилиндарот.

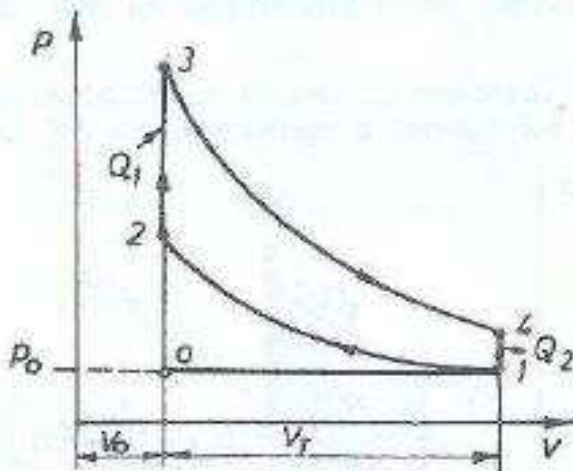


Сл. 37

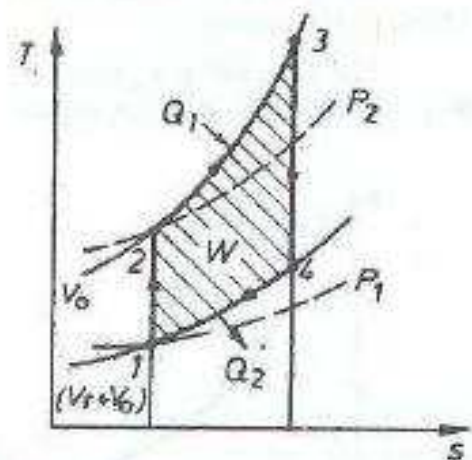
II такт: Компресија 1—2. Клипот се движи оддесно налево, при затворени вентили, со што се врши компресија на смесата. Температурата во точката 2, не смее да биде поголема од температурата на палење на смесата бидејќи доаѓа до samozапалување. Во точката 2 од свеќичето скока искра, со што се пали смесата. Таа моментално согорува, заради што притисокот нагло се покачува, а волуменот останува ист (изохорска промена 2—3).

III такт: Експанзија 3—4. Клипот под дејство на согорените гасови се движи одлево надесно, при затворени вентили и со тоа врши корисна работа (единствен работен такт).

IV такт: Издувување 4—5—0. Во точката 4 се отвора издувниот вентил (IV), така што имаме нагол пад на притисокот при константен волумен (изохора 4—5). Од точката 5 до точката 0 клипот се движи оддесно налево, при што го истиснува остатокот на изгорените гасови во атмосферата. Заради отпорите во цилиндарот и издувните органи, линијата на издувување (5—0) е над атмосферскиот притисок.



Сл. 38



Сл. 39

На сл. 38 е прикажан теоретскиот Отов процес за идеален мотор без загуби во pV дијаграм, а на сл. 39 тој процес е прикажан во TS

дијаграм. Од сл. 38 се гледа дека во овој случај линиите на вшмукање (0—1) и издувување (1—0) се поистоветуваат со линијата на атмосферскиот притисок. Отовиот идеален процес се состои од две адијабати и две изохори. За време на изохората 2—3 (согорување) се доведува топлина Q_1 , а при изохората 4—1 се одведува топлина Q_2 .

Термодинамичкиот коефициент на корисно дејство на Отовиот кружен процес, како и на сите циклуси е еднаков на:

$$\eta_t = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

3.8.3. ДИЗЕЛОВ КРУЖЕН ПРОЦЕС

Текот на Дизеловиот кружен процес е прикажан на сл. 40

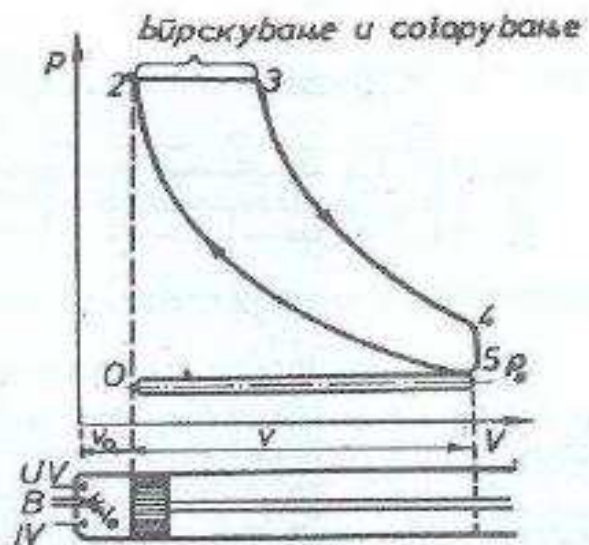
I такт: Вшмукање 0—1. Се вшмукува чист воздух.

II такт: Компресија 1—2. Во точката 2 температурата на воздухот е поголема од температурата на палење на горивото.

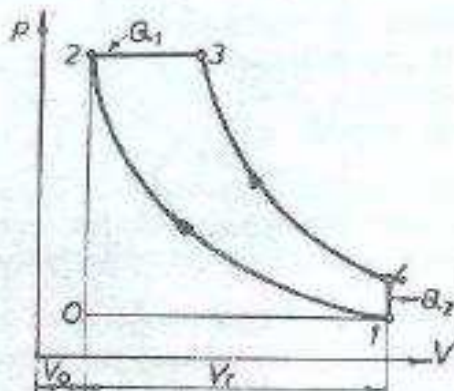
III такт: Експанзија 2—3—4. Во точката 2 се впрскува гориво од прскалката (B), кое веднаш се пали. За целото време на впрскување на горивото (2—3) трае и процесот на согорување. Бидејќи истовремено клипот се движи одлево надесно, процесот се одвива по изобара ($p = \text{const}$). Од 3—4 се врши експанзија на изгорените гасови, во точката 4 се отвора издувниот вентил (IV).

IV такт: Издувување 4—5—1. Битно не се разликува од оној кај Отовиот процес.

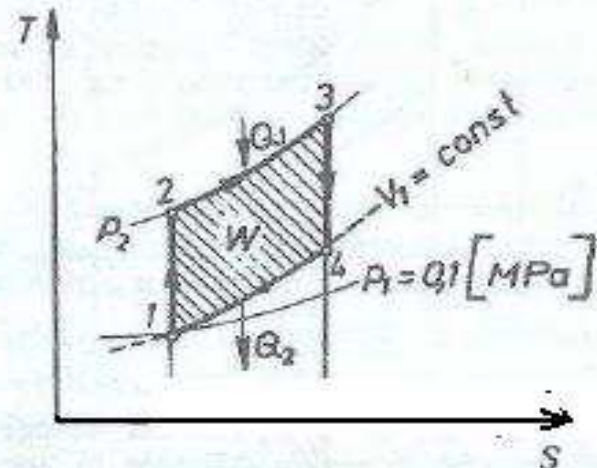
На сл. 41 е прикажан теоретскиот Дизелов процес за идеален мотор без загуби во pV дијаграм, а на сл. 42 тој процес е прикажан во TS ди-



Сл. 40



Сл. 41



Сл. 42

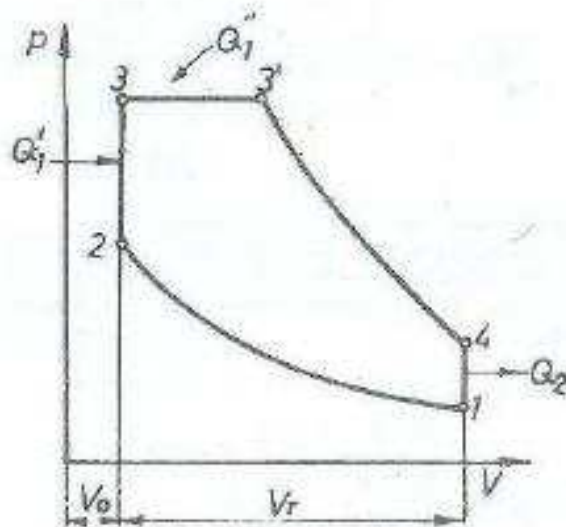
јаграм. Овој процес се состои од две адијабати, една изобара и една изохора. За време на изобарата (2—3) се доведува топлина Q_1 , а за време на изохората (4—1) се одведува топлина Q_2 .

Термодинамичкиот коефициент на корисно дејство на Дизеловиот кружен процес, исто како и кај другите кружни процеси е еднаков на:

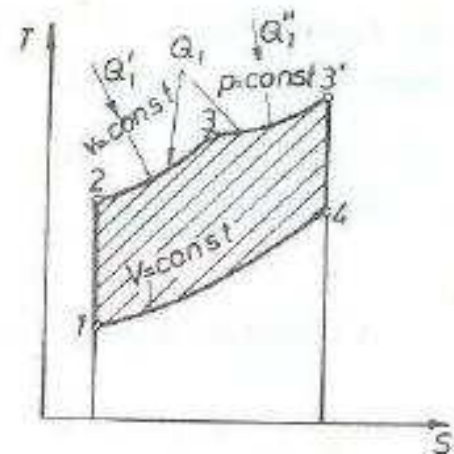
$$\eta_k = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

3.8.4. САБАТОВИОТ КРУЖЕН ПРОЦЕС

Сабатовиот кружен процес претставува комбинација од Отовиот и Дизеловиот процес. При математичко разгледување на Отовиот и Дизеловиот процес, тие претставуваат специјални случаи на Сабатовиот процес. На сл. 13 е даден Сабатовиот процес во pV дијаграм, а во TS дијаграм на сл. 14. Разликата во однос на Отовиот и Дизеловиот процес е во тоа што доведувањето на топлина се врши комбинирано, делумно при $V = \text{const}$, а делумно при $p = \text{const}$. Доведената топлина при $V = \text{const}$ е Q'_1 , и таа служи за зголемување на притисокот од p_2 на p_3 , односно за зго-



Сл. 13



Сл. 14

лемување на температурата од T_2 на T_3 . Доведената топлина при $p = \text{const}$, Q''_1 служи за зголемување на волуменот од V_2 на V'_3 , односно на температурата од T_3 на T'_3 . Со ова се овозможува да се постигне зголемување на термодинамичкиот коефициент на корисно дејство (η_k).

Во практиката сите современи дизел-мотори работат врз принципот на Сабатовиот кружен процес.