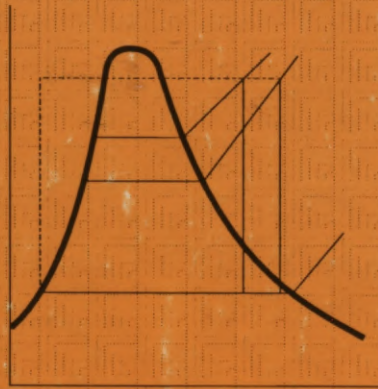
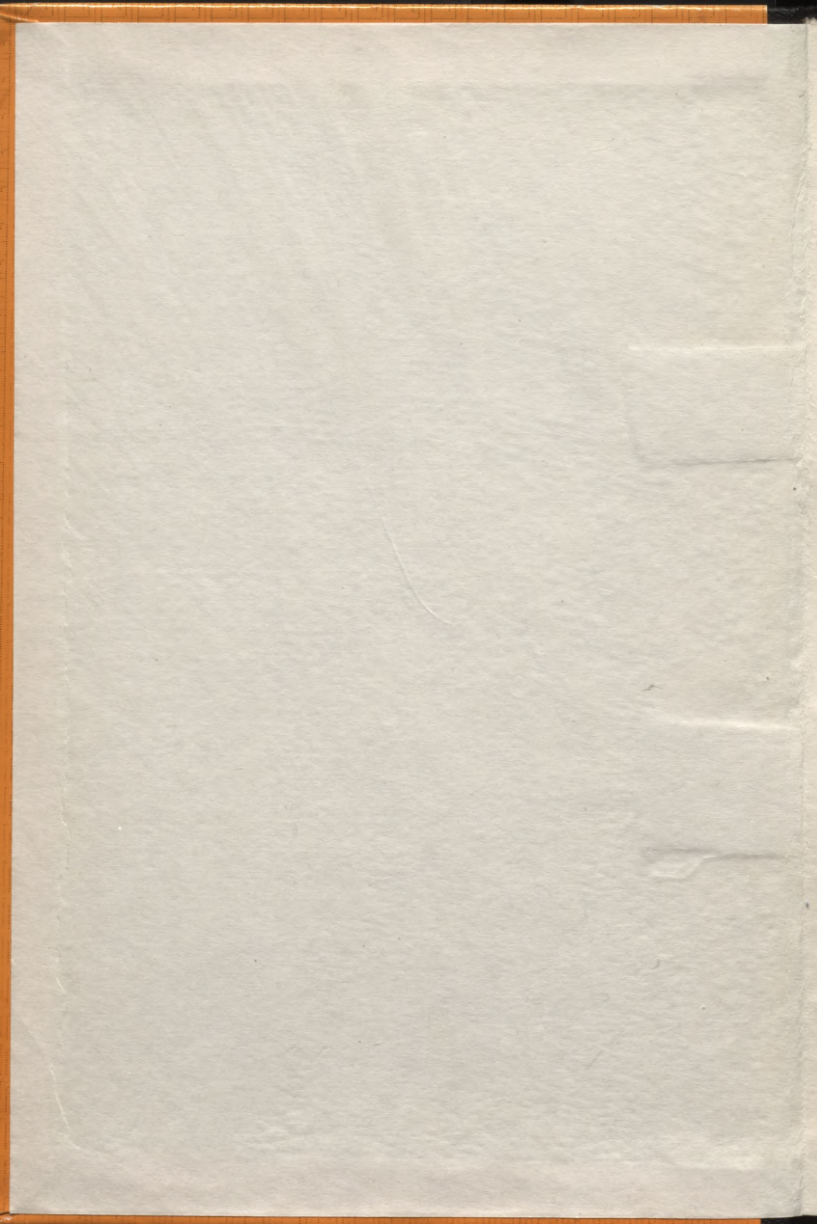




J. LEMBA

TEHNISKĀ TERMODINAMIKA





2
TEKNISKA UNIVERSITÄTEN

Jens Landa

TEKNISKA

TERMODINAMIKA

1974

187

T



UDK 64.022.37 (075.8) L 621

RĪGAS TEHNISKĀ UNIVERSITĀTE

Jānis Lemba

TEHNISKĀ TERMODINAMIKA

Mācību grāmata

RĪGA 1995

UDK 66.02:536.7 (075.80)

Le 435t

Grāmata izdota ar
firmas «GRINDEKS»
finansiālu atbalstu

Mācību grāmatā izklāstīts tehniskās termodinamikas kurss. Pirmās piecas nodaļas ir vairāk teorētiskas, veltītas pamatjēdzieniem un galvenām likumsakarībām. Pēdējās trīs nodaļās aprakstīta teorētisko atziņu praktiskā izmantošana, veikta kompresoru termodinamiskā analīze, aplūkoti svarīgākie siltumiekārtu un aukstumiekārtu cikli.

Grāmata domāta augstskolu tehnisko specialitāšu un vidējo speciālo mācību iestāžu studentiem. Tā var būt noderīga ķīmiķiem-tehnologiem un citiem tehniskiem speciālistiem, saistītiem ar enerģijas izmantošanu.

Tab. 5, att. 79, bibliogr. 16.

Recenzenti:

RTU Vispārīgās ķīmijas tehnoloģijas katedras
profesors *L.Osipovs*,

RTU Siltumenerģētikas katedras
docents *J.Nagla*

Priekšvārds

Šajā grāmatā izklāstīts tehniskās termodinamikas kurss, kuru apgūst vidējo speciālo mācību iestāžu un augstskolu tehnisko specialitāšu studenti. Mācību viela grāmatā sakārtota secībā no vieglāk saprotamākā uz sarežģītāko, sākot ar termodinamikas saturu, pamatjēdzieniem un beidzot ar tehnikā lietojamiem siltum- un aukstumiekārtu svarīgākiem cikliem.

Rakstot šo grāmatu, centos ievērot hronoloģisko secību termodinamikas attīstībā un pieminēt ievērojamāko pasaules zinātnieku un praktiķu ieguldījumu šīs loģiskās zinātnes attīstībā. Cienot, godājot un izzinot gan cilvēku sabiedrības, gan zinātnes un tehnikas attīstības vēsturi, varam virzīties uz priekšu, uz jauniem atklājumiem un sasniegumiem visas Zemes civilizācijas vārdā. Vadoties no šādiem apsvērumiem, ievads veltīts īsai, hronoloģiskai termodinamikas attīstībai un saistībai ar siltumtehniku, fiziku un ķīmiju.

Mācību grāmata sastāv no divām daļām. Pirmā daļa ir vairāk teorētiska un tajā ietilpst pirmās piecas nodaļas. Pirmā nodaļa veltīta termodinamikas satura un pamatjēdzienu izklāstam. Otrajā nodaļā izklāstīti darba vielas stāvokļa raksturošanai lietojamie vienādojumi, sākot ar ideālas gāzes stāvokli raksturojošo Klapeirona—Mendeļejeva vienādojumu un beidzot ar pašu vispārīgāko jebkuras darba vielas stāvokli raksturojošo vienādojumu. Trešā nodaļa veltīta pirmajam termodinamikas likumam, bet ceturtā nodaļa — otrajam termodinamikas likumam. Izklāstīti daži svarīgākie neatgriezeniskie termodinamiskie procesi (iztece, process difuzorā, gāzu un tvaiku droselēšana) un ciklu teorija. Ceturtajā nodaļā aprakstīta ekserģija, tās veidi un energoķīmisku tehnoloģisko sistēmu analīzes metodes: entropijas un ekserģijas metodes. Piektajā nodaļā aprakstītas galvenās darba vielas, kuras lieto tehniskajā termodinamikā: ideālā gāze, reālā gāze — ūdens tvaiks un mitrs gaiss.

Grāmatas otrās daļas trīs nodaļas veltītas teorētisko atziņu praktiskai izmantošanai. Sestajā nodaļā aprakstīti kompresijas termodinamiskie pamati, septītā nodaļa veltīta svarīgākiem siltumiekārtu cikliem, bet astotā nodaļa — plašāk lietojamiem aukstumiekārtu cikliem.

Grāmata var būt saistoša ne tikai studentiem un ģimijas tehnologiem, bet arī citiem tehniskiem speciālistiem, kuri strādā tautsaimniecībā un saistīti ar enerģijas izmantošanu.

Autors

TERMODINAMIKAS ATTĪSTĪBAS VĒSTURE

Termodinamika — fizikas nozare, kas pēta makroskopisku sistēmu stāvokli un īpašības dažādos siltuma procesos, tā ir zinātne par enerģiju un tās īpašībām. Termodinamikas pētījumu objekts ir termodinamiskās sistēmas.

Termodinamikas rašanās un attīstība ir saistīta ar siltumtehnikas vajadzībām. Siltumtehnika sāka attīstīties pirms 390 gadiem, kad praktiskām vajadzībām pirmo reizi izmantoja ūdens tvaiku. 1601. gadā itālis *Džambista della Porta* veica izmēģinājumus un parādīja kā iespējams pacelt ūdeni ar tvaika spiedienu. Vēlāk līdzīgus eksperimentus veica un aprakstīja francūzis *Zālamans de Ko* (1623.g.) u.c. Angļu inženieris *T. Severi* (1698.g.) izgudroja tvaika sūkni un angļu kalējs *T. Nukomens* kopā ar palīgu *Kouli* (1705.g.) uzbūvēja atmosfēras tvaikmašīnu ūdens sūknešanai.

Pirmo universālo tvaikmašīnu uzbūvēja *I. Polzunovs* (1763.–1765.g.) Krievijā Barnaulas rūdas raktuvēs. Viņš izveidoja arī katla automātiskās barošanas sistēmu. Pirms tam tvaiku izmantoja tikai ūdens celšanai no raktuvēm.

Otro universālo tvaikmašīnu uzbūvēja angļu mehāniķis *Dž. Vats* (1784.g.). Pēc tam sākās strauja tvaikmašīnu būvniecība. 1900. gadā uzstādīto tvaikmašīnu jauda pārsniedza 90 miljonus kW.

Radās nepieciešamība pētīt tvaika īpašības un izstrādāt tvaika mašīnu teoriju. Francūzis *Denī Papēns* (1698.g.) pirmais pareizi aprakstīja tvaika dzinēja termodinamiskā cikla atsevišķos procesus. Tvaika īpašības pētīja arī *Dž. Vats*, vēlāk *U. Renkins*, *G. Ceiners*, *G. Hirns* u.c.

Kā zinātnes nozare termodinamika sāka attīstīties apmēram pirms 240 gadiem. Tās attīstībā liela nozīme bija krievu zinātniekam un inženierim *M. Lomonosovam*, kurš 1750. gadā publicēja

darbu «Pārdomas par siltuma un aukstuma cēloni». Šajā darbā viņš pirmais izteica domu, ka siltums ir vielas daļiņu iekšējās kustības rezultāts. Tas bija pamats kinētiskajai gāzu teorijai. Siltumtehnikas teorijas attīstībā svarīga loma bija franču inženiera *N.L.S.Karno* darbiem. Viņš 1824. gadā pamatoja ideālu teoretisko ciklu termodinamikā. Termodinamikas attīstībā lieli nopelni 19. gs. vidū bija vāciešiem *J.R.Maieram*, *H.Helmholcam*, anglim *Dž.P.Džoulam*, kuri formulēja pirmo termodinamikas — enerģijas nezūdamības likumu. Absolūtas temperatūras jēdzienu ieviesa angļu zinātnieks *V.Tomsons* un entropijas jēdzienu — vācietis *R.Klauziuss*. 19. gs. otrajā pusē formulēts otrais termodinamikas likums. 1906. gadā atklāja trešo termodinamikas likumu — siltuma teorēmu, kas bāzējās uz diviem iepriekšējiem termodinamikas likumiem. Šo likumu atklāja Vācijā *V.Nernsts* un viņa postulāts skan šādi: «Nav iespējams radīt tādu siltuma mašīnu, ar kuru varētu ķermenī (darba vielu) atdzēsēt līdz absolūtai nullei».

Siltuma pārejas teorija saistīta ar *I.Ņūtona*, *G.Rihmana*, *Ž.Furjē*, *M.Ostrogradska*, *L.Prandtla*, *V.Nuselta*, *M.Planka*, *M.Mihējeva* un daudzu citu izcilu zinātnieku vārdiem. Siltuma norišu modelēšanas teoriju izveidoja *M.Kirpičovs*.

Gandrīz 100 gadus pēc *I.Polzunova* izgudrotās universālās tvaikmašīnas, francūzis *E.Lenuārs* 1860. gadā uzbūvēja pirmo ar gāzi darbināmo iekšdedzes dzinēju. Tālāk vācu izgudrotāji *N.Oto* un *E.Langens* paaugstināja gāzes dzinēja lietderības koeficientu 3,5%...14% un uzbūvēja pirmo četraktu dzinēju. Dizēldzinēja radišanā lieli nopelni ir inženierim *R.Dizelim* (Vācija), *G.Trinkleram* (Krievija) un *P.Sabatē* (Francija).

19. gs. beigās parādījās tvaika turbīnas. Šo iekārtu attīstībā daudz darīja *G.Lavāls*, *Č.Parsons*, *O.Pato*, *Č.Kertiss*, *G.Celli*, *A.Stodola* u.c.

1892. gadā *P.Kuzminskis* ziņoja Krievu tehniskajai biedrībai par tvaika un gāzes turbīnas izmēģinājuma rezultātiem. Ar gāzes turbīnu problēmām nodarbojās *V.Karavodins*, *G.Golcvarts*, *V.Šile*, *V.Makovskis* u.c. zinātnieki.

1903. gadā krievu zinātnieks un inženieris *K.Ciolkovskis* pieteica reaktīvo dzinēju ar šķidro degvielu. Bijušais Rīgas Politehniskā institūta students *Fridrihs Canders* būvēja un izmēģināja pirmos raķešu dzinējus (1930.—1932.g.). Raķešu būvē un kosmosa apgūšanā liela nozīme bija *S.Koroļovam* (1907.—1966.g.) un vācietim *V. fon Braunam* (1912.—1977.g.).

Uz termodinamiku bāzējās tehniskā termodinamika, kuras pamatuzdevums ir izstrādāt un pamatot siltuma mašīnu un

dzinēju teoriju. Savukārt tehniskā termodinamika un siltuma pāreja ir siltumtehnikas teorētiskais pamats. Siltumtehnikas pamati jāzina jebkuras nozares inženierim. Siltumtehnika aplūko kurināmā ķīmiskās enerģijas pārveidošanu siltuma un mehāniskajā enerģijā, pēta vielu siltumtehnikās īpašības, kā arī siltuma ieguves, pārveidošanas un pārvadīšanas iekārtu konstrukcijas. Siltuma enerģiju izmanto visās tautsaimniecības nozarēs. Sevišķi daudz siltuma patērē termiskajās elektrostacijās (TES) un dažādās rūpniecības nozarēs — metalurģijā, ķīmiskajā, pārtikas, būvmateriālu ražošanas, celulozes un papīra, tekstila, mašīnbūves u.c. Siltumu daudz izmanto lauksaimniecībā, transportā un ēku apkurē. Ar siltuma izmantošanu saistīta atomenerģētika un raķešu tehnika.

Atsevišķa termodinamikas daļa ir ķīmiskā termodinamika. Ķīmiskā termodinamika ir fizikalās ķīmijas nozare, kas ķīmisko un fizikālķīmisko procesu pētīšanai izmanto termodinamikas likumus. Ķīmiskā termodinamika par nozari izveidojās 19. gs. No pirmā termodinamikas likuma izriet 1840. gadā Krievijā atklātais Hesa likums, kas ir termoķīmijas pamatlíkums, un Kirhofa vienādojums, pēc kura var aprēķināt reakcijas siltumefektu atkarību no temperatūras. Iespēju izveidot analītisko termodinamiku deva amerikāņu fiziķa *Dž.V.Gibsa* (1873.—1878.g.) ieteiktā termodinamisko potenciālu metode. Šis pats zinātnieks 1876. gadā formulēja fāžu likumu. 1882. gadā Vācijā *H.Helmholcs* ieviesa brīvās un saistītās enerģijas jēdzienu, bet Nīderlandē *J.H. van't Hofs* (1883.—1890.g.) izstrādāja ķīmisko reakciju un šķīdumu termodinamiku.

Otrais termodinamikas likums ir pamatā mācībai par ķīmisko līdzsvaru, aprēķiniem par ķīmiskās reakcijas iespējamību un tās līdzsvara konstanšu skaitliskajām vērtībām, kas dod iespēju noteikt reakcijas produktu teorētisko iznākumu. No šī likuma izriet arī secinājumi par ārējo faktoru ietekmi uz ķīmisko līdzsvaru. Ķīmiskā līdzsvara nobīdes likumu atklāja 1884. gadā Francijā *A.L.Lešateljē* (Lešateljē—Brauna princips). Ķīmiskā termodinamika izmanto lielāko daļu termodinamisko potenciālu: iekšējo enerģiju, Gibsa un Helmholca enerģiju, entalpijas izmaiņu, entropiju un ķīmisko potenciālu.

20. gs. sākumā Vācijā *V.Nernsts* (1906.g.) formulēja trešo termodinamikas likumu un ASV zinātnieks *G.N.Lūiss* (1907.g.) izstrādāja termodinamisko aktivitāšu metodi. Liela nozīme bija nelīdzsvarotu sistēmu termodinamikai, kuru izstrādāja Beļģijā *I.Prigožins*. Svarīgu ieguldījumu ķīmiskās termodinamikas attīstībā ir devuši *J.Gerasimovs*, pētot metālu sistēmu termodinamiskās īpašības, *M.Karapetjancs* un *V.Kirējevs*, izstrādādot

termodinamisko funkciju aprēķināšanas metodes.

19. gs. 70.–80. gados zinātnieki veica teorētiskus un eksperimentālus darbus par vielu kritisko stāvokli, turpināja pētījumus gāzu kinētiskajā teorijā. Parādījās svarīgi darbi tvaiku termodinamikā un tvaika turbīnu teorijā.

Kopš 20. gs. sākuma termodinamiskos pētījumos un aprēķinos sāka pielietot grafisko metodi ar T–s, h–s u.c. diagrammām, kas sastādītas pamatojoties uz termodinamikas likumiem.

Pēc 1. pasaules kara sākās strauja enerģētikas attīstība, jo bija nepieciešams atjaunot kara un revolūciju izpostīto tautas saimniecību. Enerģētikas attīstībā bija iespējami šādi ceļi: izmantot upju ūdens enerģiju vai kurināmā siltuma enerģiju. Tā kā termisko elektrostaciju celtniecība ir lētāka un ātrāk izpildāma nekā ūdens elektrostaciju celtniecība, tad valstīs, kas bagātas ar cieto, šķidro vai gāzveida kurināmo, galvenokārt tika attīstīta siltuma enerģētika. Bijušajā Padomju Savienībā termoelektrostacijas deva 80% no visu elektrostaciju jaudas.

Lai uzlabotu lietderības koeficientu, nepieciešams paaugstināt tvaika spiedienu līdz 14...17 MPa un temperatūru līdz 510...580°C. Tāpēc pasaulē izpētīja ūdens tvaika termodinamiskās īpašības līdz 100 MPa un 1000°C.

Latvijas brīvvalsts laikā (1920.–1940.g.) elektroenerģiju ieguva, izmantojot mazo upju ūdens enerģiju. Latvijā lielāko hidroelektrostaciju — Ķeguma HES, uzbūvēja uz Daugavas 1936. gadā ar zviedru firmas palīdzību. 1937. gadā Latvija ražoja un patērēja 119,1 milj. kWh elektroenerģijas.

Iekļaujot Latviju PSRS sastāvā un attīstot energoietilpīgas rūpniecības nozares, elektroenerģijas patēriņš pieauga 70...80 reizes. Tāpēc uz Daugavas uzcēla vēl divas HES: Pļaviņu (1965.g.) un Rīgas (1974.g.), bet ieplānoto Daugavpils HES celtniecību nepieļāva tauta. Rīgā uzceltas 2 termoelektrocentrāles: TEC–1 (1955.g.) un TEC–2 (1975.g.). Pārmērīgā rūpniecības koncentrācija Latvijas teritorijā noveda pie enerģētiskā disbalansa, kad elektrisko enerģiju vairāk patērē, nekā spēj ražot. Tā, piemēram, 1982. gadā Latvijā ražoja 4695 milj. kWh, bet patērēja 8742 milj. kWh gadā.

1. TERMODINAMIKAS SATURS

Termodinamika balstās uz eksperimentāli pierādītiem dabas likumiem, kas ir saistīti ar enerģiju un tās īpašībām. Praktiska nozīme ir pirmajam un otrajam termodinamikas likumam. Pirmais termodinamikas likums ir enerģijas nezūdamības un pārvēršanās likums, bet otrais — raksturo dabā norisošo procesu virzienu. Trešais termodinamikas likums ir siltuma teorēma, ko izmanto ķermeņa termodinamisko funkciju noteikšanai pie absolūtās nulles.

Atkarībā no apskatāmo jautājumu satura, termodinamiku iedala šādi: 1) vispārīgā jeb fizikālā; 2) ķīmiskā; 3) tehniskā termodinamikā. Vispārīgā termodinamika apskata termodinamikas teorētiskos pamatjautājumus un enerģijas pārvēršanās likumsakarības dažādās fizikālās parādībās un procesos (elektriskos, magnētiskos, virsmas, kapilāru u.c.). Ķīmiskā termodinamika nodarbojas ar: 1) siltuma efekta noteikšanu ķīmiskās reakcijās; 2) ķīmiskā līdzsvara aprēķināšanu; 3) pēta šķiduma īpašības utt.

Tehniskā termodinamika lieto termodinamikas likumus darba un siltuma savstarpējiem pārvērtību procesiem. Tehniskās termodinamikas pamatuzdevumi ir: 1) teorētiski pamatot siltuma dzinēju un mašīnu darbu; 2) pētīt likumus siltuma pārvēršanai mehāniskajā enerģijā, 3) pētīt darba vielas termodinamiskās īpašības, lai atrastu vislabākās metodes enerģijas pārvēršanai ar vismazākiem zudumiem. Tehniskā termodinamika galvenokārt aplūko siltuma un mehāniskās enerģijas pārveidošanu vienu otrā.

1.1. Termodinamikas pamatjēdzieni

Darba viela

Siltuma pārveidošana darbā siltuma dzinējos notiek ar darba vielas starpniecību. Par darba vielu izmanto gāzes un tvaikus, jo tiem ir liels termiskais izplešanās koeficients un sildot tie veic daudz lielāku darbu nekā šķidrās vai cietas vielas.

Veicot teorētiskos pētījumus ar gāzēm, lieto jēdzienu *ideāla gāze*. Tā ir teorētiska gāze, starp kuras molekulām nedarbojas savstarpējie pievilksnās un atgrūšanās spēki un šīs vielas molekulas uzskata par materiāliem punktiem, kuriem nav izmēru. Dabā neeksistē ideāla gāze, bet reālās gāzes bieži ieņem tādu stāvokli, kad savstarpējie iedarbības spēki ir niecīgi un gāzu molekulas ir ļoti mazas. Šādu stāvokli tad arī uzskata par ideālas gāzes stāvokli. Siltumtehnikos aprēķinos visas gāzes nosacīti var uzskatīt par ideālu gāzi. Tehnikā plaši lieto ūdens tvaiku. Izlietojot par darba vielu ūdens tvaiku, siltumtehnikos aprēķinos iespējami divi varianti un to uzskata vai nu par ideālu vai par reālu gāzi:

1) ūdens tvaiks dūmgāzēs, kuras iegūst sadedzinot kurināmo. Šajā gadījumā ūdens tvaika parciālais spiediens ir mazs, bet temperatūra augsta un ūdens tvaiks atrodas tuvāk ideālai gāzei. Par ideālu gāzi uzskata arī ūdens tvaiku, kas atrodas atmosfēras gaisā;

2) ūdens tvaiku lieto par darba vielu tvaika dzinējos un par siltuma nesēju siltumapmainītājos. Šajā gadījumā ūdens tvaiks atrodas tuvāk šķidrās fāzes stāvoklim un to nevar uzskatīt par ideālu gāzi, jo darbojas starp molekulām ievērojami savstarpējās pievilksnās un atgrūšanās spēki, kā arī ir jāņem vērā molekulu izmēri. Ūdens tvaiku uzskata par reālu gāzi, jo tas nepakļaujas ideālas gāzes likumiem.

Enerģijas apmaiņas veidi

Enerģiju var pārnest no viena ķermeņa uz kādu citu ķermeni trīs veidos:

- 1) pastrādājot darbu;
- 2) pārejot siltumam no ķermeņa ar augstāku temperatūru uz ķermeni ar zemāku temperatūru;
- 3) pārnesot masu vielas maiņas rezultātā.

Pirmais enerģijas apmaiņas veids ir saistīts ar darba veikšanu un zināms no mehānikas. Bezgalīgi mazu darbu, ko pastrādā ķermenis vai darba viela izsaka analītiska sakarība

$$dL = \sum_j A_j' da_j,$$

kur A_j' – spēks, kas darbojas uz ķermeni no apkārtējās vides vai citu ķermeņu puses;
 a_j – spēka koordināte, kas raksturo ārējos apstākļus.

Veicot darbu, norisinās izmaiņas arī apkārtējā vidē, kurā

atrodas pats ķermenis. Pieņemts uzskatīt par pozitīvu tādu darbu, ko pastrādā dotais ķermenis vai darba viela, bet par negatīvu skaita tādu darbu, kas pastrādāts ar šo ķermeni vai doto vielu.

Otrais enerģijas apmaiņas veids ir saistīts ar siltuma pāreju no ķermeņa ar augstāku temperatūru uz ķermeni ar zemāku temperatūru. Ja ķermenis siltumu saņem, tad šo siltumu skaita par pozitīvu, bet, ja atdod — apzīmē ar minuss zīmi.

Trešais enerģijas apmaiņas veids ir masas pārnese no viena ķermeņa uz otru vielas apmaiņas procesā.

Katram no minētajiem trim enerģijas pārnese veidiem raksturīga sava īpatnēja savstarpējā iedarbība starp ķermeņiem. Pirmajā gadījumā notiek mehāniskā iedarbība, otrajā gadījumā — siltuma iedarbība, bet trešajā gadījumā norit masas apmaiņa.

Pastrādātais darba apjoms un siltuma daudzums, ko ķermenis ir saņēmis ir atkarīgi: 1) no ārējiem apstākļiem, kādos norit izmaiņas; 2) no procesa rakstura; 3) no veida, kādā notiek ķermeņa pāreja no sākuma stāvokļa līdz beigu stāvoklim. Darbam un siltumam ir gan kopīgas, gan arī atšķirīgas īpašības un pazīmes.

Darbam un siltumam kopīgs ir tas, ka tie abi ir enerģijas pārnese veidi. Darbam un siltumam ir vairākas kvalitatīvas atšķirības. Darbs ir makrofizisks lielums, kur enerģijas pārnese notiek sadarbojoties mehāniski diviem vai vairākiem ķermeņiem. Siltums ir mikrofizisks lielums, kur enerģijas pārnese notiek haotiski kustoties molekulām, no kurām sastāv ķermenis, vai arī enerģiju pārnēsot starošanas rezultātā.

Ķermeņiem savstarpēji iedarbojoties vienam uz otru, parasti vienlaicīgi notiek enerģijas pārnese gan pastrādājot darbu, gan arī pārnēsot siltumu.

Termodinamiska sistēma ir materiālo ķermeņu vai lauku kopums, kas atrodas savstarpējā mehāniskā un siltuma iedarbībā, kā arī tajā notiek masas pārnese. Termodinamiskās sistēmas veido siltumnesēji ķermeņi. Siltuma enerģija pastāv tikai kopā ar dažādām darba vielām, t.i., reāliem ķermeņiem. Izplatītākās darba vielas siltuma dzinējos ir dažādi kurināmā sadegšanas produkti (dūmgāzes) un ūdens tvaiks.

Termodinamisku sistēmu, kurā notiek visi trīs enerģijas pārnese veidi, sauc par *vaļēju* sistēmu. Tādai sistēmai pieskaita visas ķīmiskās reakcijas.

Sistēmu, kurā nenotiek vielas pārnese, bet notiek tikai termiskā un mehāniskā mijiedarbība, sauc par *slēgtu* sistēmu.

No apkārtējās vides termiski izolētu termodinamisku sistēmu sauc par *adiabātiski izolētu* sistēmu. Termodinamiskās sistēmas apvalku, kas pilnīgi izslēdz siltuma apmaiņu ar apkārtējo vidi, sauc par *adiabātisku apvalku*.

Termodinamisku sistēmu, kas atrodas mehāniski nedeformējamā adiabātiskā apvalkā, sauc par *izolētu* jeb *noslēgtu sistēmu*. Par izolētas termodinamiskās sistēmas piemēru uzskata gāzi, kas ieslēgta nedeformējamā, ideāli termiski izolētā traukā.

Termodinamisku sistēmu, kam visos punktos ir vienādas īpašības, sauc par *viendabīgu*. Ja sistēma sastāv tikai no vienas fāzes pēc agregātstāvokļa, tad tā ir *homogēna*. Ja termodinamiska sistēma sastāv no vairākām fāzēm vai vairākām viendabīgām, bet savā starpā atšķirīgām, savstarpēji nošķirtām daļām, tad sistēmu sauc par *heterogēnu*.

Termodinamiskai sistēmai ir raksturīgas īpašības, kas var būt *intensīvas* vai *ekstensīvas*. Termodinamiskās sistēmas intensīvās īpašības nav atkarīgas no sistēmas masas (temperatūra nav atkarīga no sistēmas masas). Ekstensīvās īpašības ir proporcionālas termodinamiskās sistēmas vai ķermeņa masai, tātad atkarīgas no masas. Ja sistēmu sadalītu vairākās daļās (apakšsistēmās), tad intensīvās īpašības katrai daļai būtu tādas pašas kā visai sistēmai kopumā. Ekstensīvās īpašības katrai sistēmas daļai ir vesels izdalīts ar daļu skaitu. Viendabīgā sistēmā ekstensīvās īpašības ir proporcionāli sistēmas masai.

Termodinamiskās sistēmas stāvokli un siltuma enerģijas pārveidošanu darbā raksturo sistēmas *termodinamiskie parametri*. Tie ir makroskopiski lielumi. Katram termodinamiskās sistēmas stāvoklim atbilst noteikti termodinamiskie parametri, kas ir sistēmas stāvokļa funkcijas. Termodinamiskos parametrus iedala *ārejos* un *iekšējos* parametros. Ārejie parametri raksturo apkārtējās vides stāvokli un tās iedarbību uz termodinamisko sistēmu. Iekšējie parametri nosaka sistēmas stāvokli dotajos ārējos apstākļos.

Galvenie termodinamiskie parametri ir: 1) temperatūra; 2) spiediens; 3) īpatnējais tilpums vai blīvums. Šos parametrus sauc par termiskajiem parametriem. Termodinamisko sistēmu raksturo vēl citi parametri: entalpija, entropija un iekšējā enerģija.

Ja termodinamiskās sistēmas stāvoklis noteiktā laikā nemainās, tad sistēma ir *termodinamiskā līdzsvarā*. Termodinamiskā līdzsvara stāvoklī starp atsevišķām sistēmas daļām, kā arī starp sistēmu un apkārtējo vidi nenotiek siltuma un masas apmaiņa. Termodinamiskās sistēmas līdzsvaru var izjaukt, mainot tās parametrus vai apkārtējās vides apstākļus. Sistēmas

līdzsvars patvaļīgi neizjūk. Ja līdzsvars ir katrā termodinamiskās sistēmas daļā, bet tas nav starp sistēmas atsevišķām daļām, tad tādu līdzsvaru sauc par *lokālu*. Ja termodinamiska sistēma sastāv no vairākiem ķermeņiem ar dažādu temperatūru, tad tādu sistēmu sauc par *termiski neviendabīgu*.

1.2. Termiskie parametri

Darba vielas (termodinamiskas sistēmas) stāvokli nosaka trīs termodinamiskie parametri: 1) temperatūra T ; 2) spiediens p ; 3) īpatnējais tilpums v . Šie parametri raksturo gan visu termodinamisko sistēmu kopumā, gan arī katru darba vielu atsevišķi.

Temperatūra. Temperatūra raksturo darba vielas, ķermeņa vai visas termodinamiskās sistēmas sasiluma pakāpi. Ķermeņa jeb sistēmas temperatūra nosaka siltuma pārejas virzienu. Siltuma enerģijas plūsma no sistēmas punktiem ar augstāku temperatūru uz punktiem ar zemāku temperatūru ir patvaļīga un dabiska. Siltuma pāreja turpinās tik ilgi, kamēr temperatūras atšķirības sistēmas punktos izzūd.

Pēc vielas molekulāri kinētiskās teorijas temperatūra ir proporcionāla molekulu vidējai kinētiskai enerģijai, ko izsaka šādi:

$$\frac{mw^2}{2} = aT, \quad (1.1)$$

kur m – molekulas masa;
 w – molekulu vidējais kustības ātrums;
 T – vielas absolūtā temperatūra;
 a – proporcionalitātes koeficients.

Temperatūra ir vispārīgs parametrs, kas nosaka ķermeņa siltumu. Tas ir iekšējais, intensīvais sistēmas vai ķermeņa stāvokļa parametrs.

Temperatūru mēra ar termometru, kas ir termodinamiska ierīce. Temperatūras mērīšana balstās uz vielas kādas īpašības maiņu atkarībā no temperatūras. Praktiskai termometru izveidošanai izmanto šādu īpašību maiņu atkarībā no temperatūras:

1) vielas tilpuma maiņa atkarībā no temperatūras;

Izplatīti ir šķidrumu un to tvaiku termometri (dzīvsudraba, spirta, pentāna u.c.). Mēra temperatūru $-200...600^{\circ}\text{C}$ robežās.

2) elektriskās pretestības maiņa atkarībā no temperatūras; Mēra temperatūru $-200...900^{\circ}\text{C}$.

3) materiāla vadītspējas atkarība no temperatūras;

Šo īpašību izmanto, izveidojot termoelektriskos pirometrus un ļoti jutīgus pusvadītāju termometrus. Mēra temperatūru -250...2000°C.

4) EDS lieluma atkarība no temperatūras;
Temperatūru mēra ar graduētiem jutīgiem galvanometriem.

5) starojuma daudzuma atkarība no temperatūras;
Lieto augstu temperatūru mērīšanai. Šos termometrus sauc par radiācijas pirometriem.

6) starojuma spožuma atkarība no temperatūras;
Ari lieto augstas temperatūras mērīšanai un šīs ierīces sauc par optiskiem pirometriem.

7) gāzes vai tvaika spiediena maiņa atkarībā no temperatūras. Šāda veida termometrus sauc par manometriskiem termometriem.

Temperatūras atskaitei izmanto temperatūras dažādas skalas. Starptautiskā mērvienību sistēma (SI) mēra temperatūru Kelvina grādos (K) vai kelvīnos un lieto *termodinamisko* jeb *absolūto temperatūru skalu*. Šīs skalas sākuma punkts ir absolūtā nulle, t.i., -273,15°C. Pēc molekulāri kinētiskās teorijas absolūtās nulles temperatūrā molekulu kustība izbeidzas. Zemāku temperatūru par absolūto nulli iegūt nav iespējams. Ķermeņa vai darba vielas absolūto temperatūru var izmērīt ar gāzes termometru, kas piepildīts ar ideālu gāzi vai ļoti dziļi retinātu reālo gāzi.

Praktiski temperatūru mērīšanai izmanto termodinamisko *simtgrādu skalu*, kas atbilst Starptautiskai praktiskai 1948. gada skalai. Saskaņā ar šo skalu ledus kušanas temperatūra ir 0°C, bet tīra ūdens viršanas temperatūra ir 100°C, ja ir normāls spiediens (760 mm Hg st.). Šīs temperatūras apgabals sadalīts 100 vienādās daļās — grādos.

Skaitliski viens Kelvina grāds ir vienāds ar vienu Celsija grādu: 1K = 1°C.

Starp absolūto un simtgrādu temperatūru skalu (Celsija skalu) pastāv sakarība:

$$T = t + 273,15 \text{ (K)}; \quad t = T - 273,15 \text{ (}^\circ\text{C)} \quad (1.2)$$

Saskaņā ar 1948. gada Starptautiskā konferences lēmumu praktiskai skalai ir šādi pastāvīgi temperatūras punkti, ja ir normāls spiediens 760 mm Hg st. (101325 Pa) (izņemot trīskāršo ūdens punktu, kad ūdens cietā, šķidrā un gāzveida fāzēs atrodas līdzsvarā):

1) skābekļa vārišanās temperatūra	-182,97°C
2) trīskāršais ūdens punkts	0,01°C
3) ūdens vārišanās temperatūra	100,00°C
4) sēra vārišanās temperatūra	444,60°C
5) sudraba sacietēšanas temperatūra	960,80°C
6) zelta sacietēšanas temperatūra	1063,00°C

Vēl bez absolūtās Kelvina grādu un praktiskās Celsija grādu skalas, piemēram, ir Fārenheita skala. Šinī skalā ledus kušanas temperatūra noteikta +32°F un ūdens vārišanās temperatūra (760 mm Hg st.) 212°F. Temperatūras apgabals starp ledus kušanas un ūdens vārišanās temperatūrām sadalīts 180 vienādās daļās — Fārenheita grādos.

Temperatūru no Fārenheita skalas Celsija skalā un otrādi pārrēķina šādi:

$$^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9} (^{\circ}\text{F} + 32); \quad ^{\circ}\text{F} = 1,8^{\circ}\text{C} + 32. \quad (1.3)$$

Vēl ir Reomīra un Renkina skalas, kurām ar Celsija skalu ir sekojoša saistība:

$$^{\circ}\text{R} = 0,8t^{\circ}\text{C}; \quad (1.4)$$

$$^{\circ}\text{Ra} = 1,8(t^{\circ}\text{C} + 273,15). \quad (1.5)$$

Ūdens vārišanās temperatūra dažādās skalās ir šāda: 373,15K; 100°C; 212°F; 80°R; 671,67°Ra.

Ja nosauc kādu temperatūru, tad noteikti jānorāda, kādā skalā temperatūra izteikta.

Spiediens. Spiediens ir darba vielas spēks, ar kādu tā iedarbojas uz darba virsmu, un to izsaka uz laukuma vienību, t.i.,

$$p = \frac{P}{S}, \quad (1.6)$$

kur p — spiediens, N/m^2 ;
 P — spēks N;
 S — laukums, m^2 .

Spiediens $1 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} = 1 \text{ Pa}$ ir ļoti mazs lielums, tāpēc lieto megapaskalu, baru, mm Hg st., mm ūdens st., tehnisko atmosfēru (at), fizikālo atmosfēru (atm). Sakarības starp spiediena

mērvienībām dotas 1.1. tabulā. Tās sakārtotas spiediena pieaugšanas kārtībā no augšas uz leju un no kreisās puses uz labo.

Spiediena vienības

1.1. tabula

Mērvienība	Pa	mm H ₂ O staba	mm Hg staba	at (tehn.)	bar	atm (fizikālā)	MPa
1 Pa	1	0,102	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$\frac{1,02}{10^5}$	10^{-5}	$\frac{9,87}{10^6}$	10^{-6}
1 mm H ₂ O st.	9,81	1	$\frac{7,356}{10^2}$	10^{-4}	$\frac{9,81}{10^5}$	$\frac{0,968}{10^4}$	$\frac{9,81}{10^6}$
1 mm Hg st.	133,32	13,6	1	$\frac{1,36}{10^3}$	$\frac{133,32}{10^5}$	$\frac{1,31}{10^3}$	$\frac{1,33}{10^4}$
1 at	$\frac{9,81}{10^4}$	10^4	735,6	1	0,981	0,968	$\frac{9,81}{10^2}$
1 bar	10^5	$\frac{1,02}{10^4}$	750	1,02	1	0,987	0,1
1 atm	$\frac{1,013}{10^5}$	$\frac{1,0332}{10^4}$	760	1,0332	1,013	1	0,1013
1 MPa	10^6	$\frac{1,02}{10^5}$	$7,5 \cdot 10^3$	10,2	10	9,87	1

Spiedienu mēra ar manometriem, vakuometriem un barometriem. Manometrs un vakuummetrs salīdzina spiedienu kādā noslēgtā tilpumā ar fiziskās atmosfēras spiedienu kā nulles punktu, pirmais — virs, otrais — zem atmosfēras spiediena. Ar barometru mēra atmosfēras spiedienu, salīdzinot to ar absolūto tukšumu.

Izšķir barometrisko p_b , absolūto p_a , manometrisko p_m spiedienu un retinājumu p_v . Ja netiek uzrādīts retinājums vai manometriskais spiediens, tad $p_a = p_b$.

Absolūto spiedienu aprēķina, zinot barometrisko spiedienu un virrspiedienu, ko rāda manometrs:

$$p_a = p_b + p_m \quad (1.7)$$

Ja dots retinājums, tad absolūto spiedienu aprēķina kā starpību starp barometrisko spiedienu un retinājumu, ko uzrāda vakuummetrs:

$$p_a = p_b - p_v \quad (1.8)$$

Īpatnējais tilpums. Īpatnējais tilpums ir darba vielas vienas masas vienības ieņemtais tilpums v , m^3/kg .

$$v = \frac{V}{M}. \quad (1.9)$$

Saskaņā ar SI mērvienību sistēmu tilpuma vienība ir kubikmetrs, masas vienība — kilograms.

Īpatnējā tilpuma apgrieztais lielums ir *blīvums* ρ , kg/m^3 :

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{M}{V}. \quad (1.10)$$

1.3. Darba vielas normālie apstākļi

Lai salīdzinātu dažādas darba vielas un to stāvokļus, pieņemts jēdziens par darba vielas normāliem apstākļiem. Termodinamikā tie ir temperatūra $T = 273,15K$ pēc absolūtās termodinamiskās skalas vai $t = 0^\circ C$ pēc Celsija skalas un spiediens $p = 760$ mm Hg staba, kas atbilst vienai fizikālai atmosfērai (1 atm).

Īpatnējo tilpumu, kas atkarīgs no spiediena un temperatūras, nosaka normālos apstākļos.

Tvaika un gāzu tehnikā atsevišķos gadījumos kurināmā degšanas u.c. aprēķinu ērtībai atkāpjas no minētajām termisko parametru vērtībām normālos apstākļos un pieņem $t = 20^\circ C$; spiedienu $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$. Tomēr katrā gadījumā atkāpšanās no normāliem apstākļiem īpaši jānorāda un jāpieļauj tikai tad, ja ir nepieciešamība to darīt.

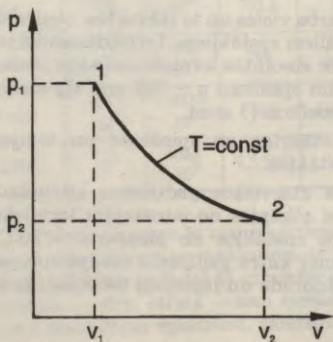
1.4. Jēdziens par termodinamisko procesu

Norisinoties termodinamiskam procesam notiek darba vielas parametru maiņa. Termodinamiskā sistēmā norisinās divu veida procesi: *līdzsvara* un *nelīdzsvara*. Līdzsvara procesa norises ātrums ir ļoti mazs un tas tuvojas nullei. Līdzsvara procesu uzskata par īpašu robežgadījumu no nelīdzsvara procesa. Dabā visas reālās norises ir nelīdzsvara procesi. Termodinamiskā procesa norises ātrums var būt dažāds. Ja tas ir niecīgs un sistēmā paspēj iestāties līdzsvars, tad šādu termodinamisko procesu uzskata par līdzsvara procesu. Līdzsvara procesa piemērs ir

gāzu saspiešanā cilindrā. Ja virzuļa kustības ātrums ir ļoti neliels vai vienāds ar nulli, tad gāzei cilindrā visos punktos būs vienādi termodinamiskie parametri (spiediens, temperatūra, īpatnējais tilpums u.c.).

Par klasisku piemēru nelīdzsvara procesam var minēt gāzes izplešanos traukā ar šķērssienu. Trauka vienā pusē atrodas gāze zem spiediena, bet otrā pusē — retinājums. Abas puses atdala šķērssienu. Ja izņem šo šķērssienu, tad gāze izplešas un piepilda visu trauku. Gāzes izplešanās laikā traukā visos punktos būs dažādi termodinamiskie parametri.

Ja termodinamiska sistēma sastāv no tīras vielas, tad šādas sistēmas stāvokli p, v, T telpiskās koordinātēs attēlo ar termodinamiskas virsmas punktu, bet pāreju no viena stāvokļa uz otru, t.i., procesu vai norisi attēlo likne uz šīs virsmas. Termodinamisko līdzsvara procesu attēlo vai nu p, v, T telpiskās koordinātēs, vai plaknes diagrammās. Plašāk lietotās ir p, v ; p, T un v, T diagrammas.



1.1. att. p, v diagramma.

p, v diagrammā (1.1. att.) attēlots grafiski termodinamisks līdzsvara process, kurā sistēmas temperatūra ir nemainīga ($T=const$). Šādu procesu sauc par izotermisku, bet līkni 1–2, pa kuru notiek termodinamiskās sistēmas pāreja no stāvokļa 1 uz stāvokli 2 — par izotermu. Reāla izotermiska procesa piemērs ir tīra ūdens vārīšanās vaļējā traukā līdz laikam, kamēr trauks ir sauss.

Šāds process normālos apstākļos norit nemainīgā 100°C temperatūrā.

p, T diagrammā (1.2. att.) parādīts līdzsvara process, ja ir nemainīgs īpatnējais tilpums ($v=const$). Šādu procesu sauc par izohorisku, bet līniju 1–2, kas grafiski attēlo termodinamisko parametru maiņu — par izohoru. Izohoriska procesa piemērs ir ūdens sildīšana hermētiski noslēgtā traukā. Pieaugot ūdens temperatūrai, pieaug ūdens spiediens slēgtā traukā.

Ja līdzsvara process norit nemainīgā spiedienā ($p=const$), tad tādu procesu sauc par izobārisku un procesa norises līniju 1–2 (1.3. att.) — par izobāru. Izobāriska procesa piemērs ir ūdens uzsildīšana vaļējā traukā. Šādi sildot ūdeni, spiediens ir vienāds

ar atmosfēras spiedienu un nemainās, bet, pieaugot temperatūrai, samazinās ūdens blīvums, t.i., pieaug ūdens īpatnējais tilpums.

Ja norit līdzsvara process un termodinamiskai sistēmai nepieveda siltumu no apkārtējās vides (siltumu neizvada apkārtējā vidē), tad process ir adiabātisks un procesa likne — *adiabāta*.

Termodinamisku līdzsvara procesu raksturo ar nosacījumu $X=const$, kur X ir viens no sistēmas ārējiem vai iekšējiem parametriem, vai kāda šo parametru funkcija.

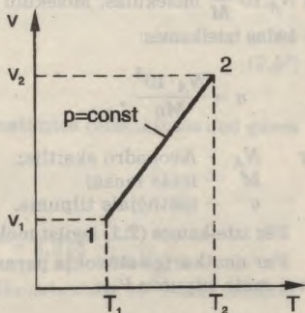
Termodinamiskos procesos īpaša nozīme ir noslēgtiem vai cikliskiem procesiem, kur sistēma mainās noteiktā secībā dažādos termodinamiskos stāvokļos un atgriežas sākumstāvoklī. Šādus procesus sauc par termodinamiskiem *cikliem*.

Līdzsvara procesus viegli un uzskatāmi attēlot telpiskās Dekarta koordinātēs vai plaknes diagrammās, jo katram līdzsvara stāvoklim atbilst noteikts telpas vai plaknes punkts, bet šo punktu kopums veido nepārtrauktu līniju, kas grafiski attēlo līdzsvaru. Līnijas forma ir atkarīga no tām likumsakarībām, kādām pakļaujas termodinamiskās sistēmas vai ķermeņa stāvokļa parametru izmaiņas.

Nelīdzsvara procesus (ātri norisošos), kas raksturojas ar viena vai vairāku termodinamisko parametru atšķirību dažādos telpas un plaknes punktos, nevar grafiski attēlot ar līniju. Šādus termodinamiskos procesus attēlo ar punktētu likni.



1.2. att. p, T diagramma.



1.3. att. v, T diagramma.

2. DARBA VIELAS STĀVOKĻA VIENĀDOJUMI

2.1. Ideālas gāzes likumi un Klapeirona–Mendeļejeva vienādojums

Ideālo gāzi raksturojošs pamatvienādojums ir Klapeirona–Mendeļejeva vienādojums, kura risinājums iegūts gan izmantojot gāzes kinētisko teoriju no vispārējā fizikas kursa, gan Boila–Mariota un Ge–Lisaka likumus.

Zināms, ka viens mols jebkuras vielas satur $6,02252 \cdot 10^{23}$ molekulas. Tas ir Avogadro skaitlis. Vienā m^3 atrodas $\frac{10^3}{M}$ molu vai $N_A \cdot 10^3 \frac{\rho}{M}$ molekulas. Molekulu skaitu n noteic tilpuma vienībā pēc šādas izteiksmes:

$$n = \frac{N_A \cdot 10^3}{Mv}, \quad (2.1)$$

kur N_A – Avogadro skaitlis;
 M – mola masa;
 v – īpatnējais tilpums.

Pēc izteiksmes (2.1) iegūst molekulu skaitu vienā kubikmetrā.

Par neatkarīgo stāvokļa parametru izvēlas īpatnējo tilpumu v , vai mola tilpumu V_M :

$$V_M = Mv ;$$
$$M = \frac{V_M}{v} .$$

Molekulu skaitu, kas atrodas 1 m^3 , izsaka ar mola tilpumu:

$$n = \frac{N_A \cdot 10^3}{V_M} . \quad (2.2)$$

Viendabīgas vielas jeb sistēmas raksturo stāvokļa vienādojums:

$$F(p, T, V) = 0 \quad (2.3)$$

Pēc gāzu kinētiskās teorijas, spiedienu p gāzveida un šķidrām vielām aprēķina šādi:

$$p = Zn k^* T, \quad (2.4)$$

kur Z – vielas saspiežamības koeficients;

k^* – Bolcmaņa konstante, kas ir $1,38054 \cdot 10^{-23}$ J/K.

Ja gāze ir 1 m^3 , tad ieliekot vienādojumā (2.4) n vietā izteiksmi (2.2), iegūst:

$$p = Z N_A \cdot 10^3 k^* \frac{T}{V_M}. \quad (2.5)$$

Dažādām vielām saspiežamības koeficients ir atšķirīgs un tas ir atkarīgs no temperatūras un blīvuma. Gāzēm šis koeficients Z maz atšķiras no viena, bet ja necīgi gāzu blīvumi un ideālai gāzei tas ir vienāds ar vienu ($Z=1$):

$$p = N_A k^* \cdot 10^3 \frac{T}{V_M}. \quad (2.5^a)$$

Avogadro skaitļa un Bolcmaņa konstantes reizinājums dod gāzes universālkonstanti R :

$$R = N_A \cdot k^*$$

$$6,02252 \cdot 10^{23} \times 1,38054 \cdot 10^{-23} = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}.$$

Vienam kilomolam gāzes universālkonstante ir 10^3 reizes lielāka, t.i., $8314 \frac{\text{J}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$.

Ja gāzes universālkonstanti izdala ar noteiktas vielas 1 kilomola masu, tad iegūst šīs vielas gāzes konstanti $R_v, \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$:

$$R_v = \frac{R}{M}$$

Piemēram, hēlijam $M = 4,003 \text{ kg/kmol}$,

$$R_{\text{He}} = \frac{8314}{4,003} = 2077,2 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}.$$

Ievietojot izteiksmē (2.5^a) gāzes universālkonstanti R , iegūst Klapeirona–Mendeļejeva vienādojumu 1 kilomolam ideālas gāzes:

$$p V_M = R T \quad (2.6)$$

$$p v = R_0 T \quad - 1 \text{ kilogramam noteiktas gāzes;}$$

$$p V = N R T \quad - N \text{ kilomolliem ideālas gāzes;}$$

$$p \bar{V} = \frac{G}{M} R T \quad - \text{jebkuram ideālas gāzes daudzumam, kg.}$$

Klapeirona–Mendeļejeva vienādojumu, kurš raksturo ideālas gāzes stāvokli, var iegūt izmantojot Boila–Mariota un Ge–Lisaka likumus.

Veicot pētījumus ar gāzēm, ja to spiedieni ir niecīgi, R.Boils (1662.g.) un E.Mariots (1676.g.) neatkarīgi viens no otra atklāja likumsakarību: konstantā temperatūrā (izotermiskos apstākļos) gāzes spiediena un tilpuma reizinājums ir nemainīgs, konstants lielums:

$$T = \text{const}$$

$$pV = \text{const} \quad - \text{Boila–Mariota likums} \quad (2.7)$$

Ž.Ge–Lisaks (1802.g.) konstatēja, ka sildot gāzi izobāros apstākļos ($p = \text{const}$), tās tilpums pieaug vienlaicīgi ar temperatūras paaugstināšanu un sakarība ir lineāra:

$$V = V_0 (1 + \alpha t), \quad - \text{Ge–Lisaka likums} \quad (2.8)$$

kur α – gāzes termiskās izplešanās koeficients;

V_0 – gāzes tilpums temperatūrā $t = 0^\circ\text{C}$;

V – gāzes tilpums brīvi izvēlētā temperatūrā, $t^\circ\text{C}$.

Ja gāzes spiedieni ir niecīgi, tad koeficients α dažādām gāzēm ir viens un tas pats lielums un Ge–Lisaks izskaitļoja tā vērtību

$$\alpha = \frac{1}{273} = 0,00366 \text{ K}^{-1}.$$

Tilpumu un temperatūru attiecību divos dažādos stāvokļos raksturo ar izteiksmi:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\frac{1}{\alpha} + t_2}{\frac{1}{\alpha} + t_1} \quad (2.8^a)$$

Gāzi sildot izohoros apstākļos ($V = \text{const}$), tās spiediens palielinās proporcionāli temperatūras pieaugumam un sakarībai ir lineārs raksturs:

$$p = p_0(1 + \alpha t) \text{ — Ge-Lisaka likums,} \quad (2.9)$$

spiedienu un temperatūru attiecību izohoros apstākļos divos dažādos stāvokļos izsaka ar sakarību:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{1}{\alpha} + t_2}{\frac{1}{\alpha} + t_1} \quad (2.9^a)$$

Gāzei termiskās izplešanās koeficients α ir precīzēts un visām gāzēm vienāds ($\alpha = 0,003661 \text{ K}^{-1}$). Sakarības (2.8) un (2.9) ir precīzas ideālai gāzei, bet reālām gāzēm tās ir aptuvenas (ja gāzes retinājums lielāks, tad Ge-Lisaka likumu realizē precīzāk). Par cik $1/\alpha = 273,15$, lieto absolūtās temperatūras jēdzienu, apzīmējot $1/\alpha + t = T \text{ K}$:

$$T = t + 273,15 \text{ (K) skat. 14. lpp.}$$

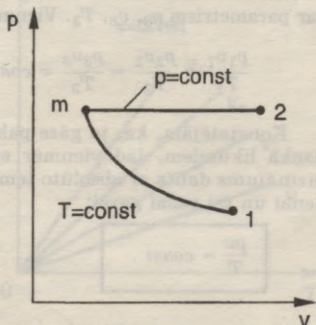
Izmantojot absolūto temperatūru, izteiksmes (2.8^a) un (2.9^a) pārraksta šādi:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1} \text{ un } \frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (2.10)$$

Tilpuma vietā lietojot īpatnējo tilpumu v , Ge-Lisaka likuma šo izteiksmi pārraksta:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (2.10^a)$$

Veicot ar gāzi izotermisku saspiešanas procesu pa likni 1–m un pēc tam izobāru uzsildīšanu pa taisni



2.1. att. p,v diagramma.

m-2, to no stāvokļa 1 caur starpstāvokli m pārvedam stāvoklī 2 (2.1. att.). Izmantojot Boila–Mariota likumu, izotermisko gāzes saspiešanu pa likni 1–m raksturo sakarība:

$$p_1 v_1 = p_m \cdot v_m . \quad (2.11)$$

Izobāro gāzes uzsildīšanu m-2 apraksta Ge–Lisaka likums:

$$\frac{v_m}{v_2} = \frac{T_m}{T_2} . \quad (2.12)$$

Ja process 1–m ir izotermisks, tad $T_1 = T_m$ un no izteiksmes (2.12) izsakam lielumu v_m :

$$v_m = v_2 \frac{T_1}{T_2} . \quad (2.13)$$

Nākošais process m-2 virknē ir izobārisks, tāpēc $p_m = p_2$. Ņemot to vērā un izmantojot izteiksmi (2.13), pārveido sakarību (2.11) šādi:

$$\begin{aligned} p_1 v_1 &= p_2 v_2 \frac{T_1}{T_2} ; \\ \frac{p_1 v_1}{T_1} &= \frac{p_2 v_2}{T_2} . \end{aligned} \quad (2.14)$$

Rīkojoties analogiski, veicot izotermisku gāzes saspiešanu un pēc tam izobārisko uzsildīšanu, gāzi no stāvokļa 2 pārved stāvoklī 3 ar parametriem p_3 , v_3 , T_3 . Vienmēr iegūst konstantu sakarību:

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2} = \frac{p_3 v_3}{T_3} = const . \quad (2.14^a)$$

Konstatējām, ka, ja gāze pakļaujas Boila–Mariota un Ge–Lisaka likumiem, tad vienmēr spiediena un īpatnējā tilpuma reizinājums dalīts ar absolūto temperatūru ir nemainīgs lielums vienai un tai pašai gāzei:

$$\boxed{\frac{pv}{T} = const .} \quad (2.15)$$

Šī konstante nav atkarīga no gāzes stāvokļa, bet tikai no gāzes īpašībām. Tā ir individuāla katrai gāzei, bet ideālai gāzei 8314

$\frac{J}{\text{kmol}\cdot\text{K}}$. Tātad:

$$pv = RT.$$

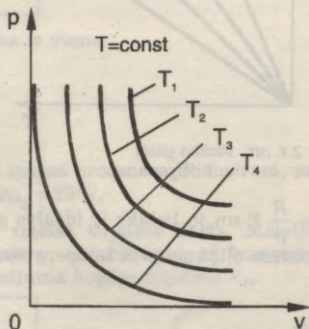
Tā ieguva Klapeirona–Mendeļejeva vienādojumu, izmantojot Boila–Mariota un Ge–Lisaka likumus.

Precīzi eksperimenti pierāda, ka, jo mazāks ir gāzes spiediens, jo pilnīgāk un precīzāk Klapeirona–Mendeļejeva vienādojums raksturo gāzi. Ja reālā gāze ir raksturojama ar šo vienādojumu, tad to uzskata par ideālu. Ideāla gāze ir reālās gāzes robežstāvoklis, kad tās spiediens tuvojas nullei.

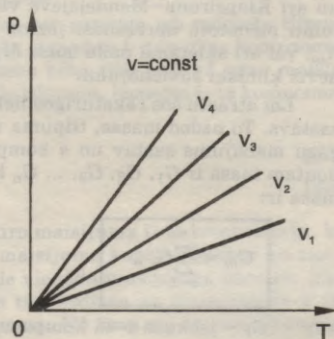
Ideālas gāzes stāvokli un termodinamisko procesu norisi uzskatāmi attēlo p, v ; p, T un v, T diagrammas.

p, v diagrammā (2.2. att.) attēlotās līknes ir izoterms ($T = \text{const}$), pie kam $T_1 > T_2 > T_3 > T_4$. No Klapeirona–Mendeļejeva vienādojuma izriet, ka ideālai gāzei $pv = \text{const}$ un izoterms ir vienādsānu hiperbolas. Jo augstāka ir gāzes temperatūra, jo augstāk izvietota izoterma p, v diagrammā.

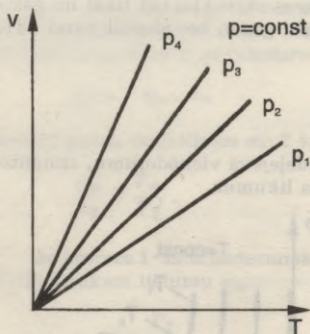
p, T diagrammā (2.3. att.) attēlotās taisnes ir izohoras ($v = \text{const}$), pie kam $v_1 > v_2 > v_3 > v_4$. No Klapeirona–Mendeļejeva vienādojuma izriet, ka izohoras šajā diagrammā ir taisnes, kas iziet no koordinātu sā-



2.2. att. Ideālas gāzes p, v diagramma.



2.3. att. Ideālas gāzes p, T diagramma.



2.4. att. Ideālas gāzes v, T diagramma.

$v = \frac{R}{p} T$ un jo lielāks ir ideālās gāzes spiediens p , jo mazāks ir izobāras slīpums pret temperatūras asi, jo tā zemāk izvietota.

kumpunkta, bet taisnes slīpuma leņķis ir R/v . Izohoras vienādojums ir $p = \frac{R}{v} T$.

Jo lielāks ir īpatnējais tilpums v , jo mazāks ir taisnes slīpuma leņķis.

v, T diagrammā (2.4. att.) attēlotās taisnes ir izobāras ($p = \text{const}$), pie kam $p_1 > p_2 > p_3 > p_4$. Analģiska Klapeirona–Mendeļejeva vienādojuma analīze rāda, ka izobāras iziet no koordinātu sākumpunkta un slīpuma leņķis ir R/p . Izobāras vienādojums ir

2.2. Ideālu gāzu maisījums

Ideālu gāzu maisījumi labi pakļaujas ideālo gāzu likumiem, un arī Klapeirona–Mendeļejeva vienādojumam. Lai šo vienādojumu pielietotu aprēķinos, jāzina vai nu maisījuma konstante R_m , vai arī šķietamā mola masa M_m , jo maisījumi ir mehāniski, nevis ķīmiski savienojumi.

Lai atrastu šos raksturīgos lielumus, jāzina gāzu maisījuma sastāvs. To uzdod masas, tilpuma vai mola daļās. Pieņemam, ka gāzu maisījums sastāv no n komponentiem un katram komponentam masa ir $G_1, G_2, G_3, \dots, G_n$ kg, tad visa maisījuma kopējā masa ir:

$$G_m = \sum_{i=1}^n G_i, \quad (2.16)$$

kur G_i – jebkura i -tā komponenta masa.

Katra atsevišķa maisījuma komponenta masas daļu g aprēķina katra komponenta masu dalot ar visa maisījuma kopējo masu:

$$g_1 = \frac{G_1}{G_m}, g_2 = \frac{G_2}{G_m}, \dots, g_n = \frac{G_n}{G_m}.$$

Jebkura i -tā komponenta masas daļu izsaka:

$$g_i = \frac{G_i}{G_m} = \frac{G_i}{\sum_{i=1}^n G_i}. \quad (2.17)$$

Maisījuma masas daļu summa ir viens:

$$\sum_{i=1}^n g_i = 1$$

Masas daļas bieži vien uzdod masas procentos. Piemēram, sausa gaisa sastāvs ir $g_{N_2} \approx 77\%$; $g_{O_2} \approx 23\%$.

Maisījuma sastāvu var izteikt tilpuma daļās. Maisījuma i -tā komponenta tilpuma daļa y_i ir jebkura i -tā komponenta tilpuma V_i attiecība pret maisījuma kopējo tilpumu V_m :

$$y_i = \frac{V_i}{V_m} = \frac{V_i}{\sum_{i=1}^n V_i}. \quad (2.18)$$

Komponenta tilpumu V_i sauc par parciālo jeb reducēto tilpumu un tas izsaka to tilpumu, kādu aizņemtu i -tais gāzu komponents, ja tā temperatūra un spiediens būtu tādi paši kā gāzu maisījumam. Lai aprēķinātu parciālo tilpumu, izmanto i -tā komponenta stāvokļa vienādojumus:

$$p_i V_m = G_i R_i T; \quad (2.19)$$

$$p_m V_i = G_i R_i T. \quad (2.20)$$

Pirmais vienādojums raksturo maisījuma i -to komponentu, kad tas aizņem viens pats visu maisījuma kopējo tilpumu un tam ir parciālais spiediens p_i . Otrais vienādojums izsaka parciālo tilpumu i -tam komponentam, ja tā spiediens un temperatūra ir tādi paši kā visam gāzu maisījumam. No šiem abiem vienādojumiem izriet, ka

$$V_i = V_m p_i / p_m. \quad (2.21)$$

Parciālo tilpumu summa dod visa maisījuma kopējo tilpumu

$$\sum_{i=1}^n V_i = V_m \quad (2.22)$$

Maisījuma tilpumu daļu summa ir viens: $\sum_{i=1}^n y_i = 1$.

Tilpuma daļas var izteikt tilpuma procentos. Sausam gaisam sastāvs tilpuma procentos ir $y_{N_2} \approx 79\%$; $y_{O_2} \approx 21\%$.

Trešais gāzu maisījuma sastāva uzdošanas veids ir mola daļās. Mola daļa z_i ir i -tā komponenta molu skaits N_i attiecībā pret kopējo maisījumu molu daudzumu N_m :

$$z_i = \frac{N_i}{N_m} = \frac{N_i}{\sum_{i=1}^n N_i} \quad (2.23)$$

Saskaņā ar Avogadro likumu, vienādi ir jebkuras gāzes mola tilpumi, ja ir vienādi spiedieni un vienādas temperatūras. Tāpēc parciālais tilpums jebkuram i -tam komponentam ir aprēķināms kā mola tilpuma V_M reizinājums ar molu skaitu:

$$V_i = V_M N_i \quad (2.24)$$

Visa maisījuma kopējais tilpums ir $V_m = V_M N_m$ un tad

$$\frac{V_i}{V_m} = y_i = z_i = \frac{N_i}{N_m} \quad (2.25)$$

Tātad, ideālai gāzei mola daļas ir vienādas ar tilpuma daļām ($y_i = z_i$).

Ideālo gāzu maisījumu raksturo **Daltona likums**. Tas nosaka, ka katra atsevišķa gāze gāzu maisījumā uzvedās tā, it kā tā viena pati aizņemtu visa maisījuma kopējo tilpumu.

Maisījuma katra komponenta spiedienus $p_1, p_2, p_3, \dots, p_n$ sauc par parciāliem spiedieniem. Izmantojot parciālos spiedienus, Daltona likumu var izteikt šādi: ideālo gāzu maisījuma kopējais spiediens p_m ir vienāds ar parciālo spiedienu p_i summu:

$$p_m = \sum_{i=1}^n p_i \quad (2.26)$$

Jo augstāks spiediens gāzu maisījumam, jo gāzes stāvoklis ir tālāks no ideālā stāvokļa un tam lielākas novirzes no Daltona likuma.

Gāzu maisījuma gāzes konstante R_m ir enerģija, kas jāpatērē, lai sasildītu 1 kg gāzes maisījuma (gāzes vienu daudzuma vienību) par 1 K. Zinot maisījuma sastāvu un katra komponenta daudzumu maisījumā, aprēķina maisījuma gāzes konstanti R_m :

$$R_m = g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + R_n g_n;$$

$$R_m = \sum_{i=1}^n g_i R_i. \quad (2.27)$$

Zinot gāzu maisījuma konstanti R_m , atrod maisījuma šķietamo mola masu M_m , izmantojot ideālas gāzes universālo konstanti

$$R = 8314 \frac{\text{J}}{\text{kmol} \cdot \text{K}};$$

$$M_m = \frac{R}{R_m}. \quad (2.28)$$

Šķietamo mola masu ideālu gāzu maisījumam aprēķina arī zinot katra komponenta mola masu M_i un tilpuma y_i vai mola daļu z_i katram komponentam maisījumā:

$$M_m = \sum_{i=1}^n y_i M_i = \sum_{i=1}^n z_i M_i. \quad (2.29)$$

Maisījumam pastāv sakarība starp tilpuma un masas daļām:

$$g_i = \frac{y_i M_i}{\sum_{i=1}^n y_i M_i}. \quad (2.30)$$

Par cik $y_i = \frac{V_i}{V_m} = \frac{N_i}{N_m} = \frac{N_i}{\sum_{i=1}^n N_i}$, tad

$$y_i = \frac{\frac{G_i}{M_i}}{\sum_{i=1}^n \frac{G_i}{M_i}}. \quad (2.31)$$

Šai izteiksmei, izdalot skaitītāju un saucēju ar maisījuma šķietamo masu M_m , iegūst:

$$y_i = \frac{\frac{g_i}{M_i}}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{M_i}} \quad (2.32)$$

2.3. Reāla gāze un tās stāvokļa vienādojumi

Atšķirībā no ideālas gāzes, reālas gāzes molekulām ir noteikti ģeometriskie izmēri un starp molekulām darbojas savstarpējie pievilksnās un atgrūšanās spēki. Tāpēc kinētiskā gāzu teorija nav vairs tik vienkārši pielietojama reālajām gāzēm un arī Klapeirona-Mendeļejeva gāzes stāvokļa vienādojums nav tām piemērots. Vairāki zinātnieki ir mēģinājuši atrast vienādojumu, kas izteiktu reālās gāzes īpašības tikpat vienkārši kā Klapeirona-Mendeļejeva vienādojums ideālām gāzēm. Van der Vāls pirmais (1873.g.) ieguva šādu izteiksmi, kurai tomēr ir ierobežota pielietošana un, ja ir lieli gāzu blīvumi, tad nedod pietiekami precīzus rezultātus.

Van der Vāls izmantoja šādus apsvērumus.

Pirmkārt, ievēroja to, ka reālu gāzu molekulas pašas ieņem zināmu tilpumu un brīvais tilpums, kas var mainīties dažādos procesos, būs par lielumu b mazāks nekā viss gāzes tilpums, t.i., būs $v-b$.

Otrkārt, molekulu savstarpējā pievilksnās palielina ārējo spiedienu, jo pievilksnās spēki darbojas tai pašā virzienā kā ārējais spiediens. Van der Vāls konstatēja, ka šis papildu spiediens ir proporcionāls blīvuma kvadrātam vai pretēji proporcionāls īpatnējā tilpuma kvadrātam, t.i.,

$p_{\text{mol.}} = \frac{a}{v^2}$, kur a — proporcionalitātes koeficients. Tātad ārējā

spiediena vietā Klapeirona-Mendeļejeva vienādojumā jāliek

$p + p_{\text{mol.}} = p + \frac{a}{v^2}$. Van der Vāls ideālo gāzu stāvokļa vienādo-

jumu pārveidoja, ievietojot tajā koriģētos spiediena un tilpuma lielumus, t.i.,

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R_v T, \quad (2.33)$$

- kur a – koeficients, kas izteic molekulu savstarpējo pievilksnās spēku iedarbību;
 b – koeficients, kas ievēro molekulu izmērus un atgrūšanās spēku iedarbību.

Lielumu a un b skaitliskās vērtības ir atkarīgas no vielu dabas un tos aprēķina pēc formulām:

$$a = \frac{27 R_v^2 T_k^2}{64 p_k}; \quad b = \frac{R_v T_k}{8 p_k},$$

- kur T_k – absolūtā kritiskā temperatūra;
 p_k – gāzes kritiskais spiediens;
 $R_v = \frac{R}{M}$ – gāzes konstante 1 kg noteiktai gāzei.

Reālās gāzes konstante precīzāk ir aprēķināma $R_v = \frac{8p_k v_k}{3T_k}$,

kur v_k – gāzes kritiskais tilpums.

Van der Vālsa vienādojumu (2.33) pārveido kā trešās pakāpes vienādojumu attiecībā pret v :

$$v^3 - \left(b + \frac{R_v T}{p}\right)v^2 + \frac{a}{p}v - \frac{ab}{p} = 0, \quad (2.34)$$

vai arī uzrakstīt viriālā formā:

$$v = \frac{R_v T}{p} + b - \frac{a}{R_v T} + (2ab - \frac{a^2}{R_v T}) \frac{p}{(R_v T)^2}. \quad (2.35)$$

Kritiskie parametri vielai ir svarīgi termodinamiskie vielas raksturojošie lielumi, kas izsaka vispārinātā veidā starpmolekulāro spēku darbību. Kritisko spiedienu, temperatūru un īpatnējo tilpumu p_k , T_k , v_k nosaka vielas kritiskā punktā, ko raksturo nosacījumi, ka pirmās un otrās kārtas atvasinājumi parciālam spiedienam pēc īpatnējā tilpuma konstantā temperatūrā ir nulles:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0; \quad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = 0. \quad (2.36)$$

Kritiskās temperatūras T_k un kritiskā spiediena p_k fizikālā

jēga ir tāda, ka savstarpējā fāzu pāreja starp šķidrumu un gāzi ir iespējama tikai pie nosacījumiem: $T < T_k$; $p < p_k$.

Lai pilnīgāk un precīzāk aprakstītu reālās gāzes stāvokli, Van der Vālsa vienādojumu pilnveidoja un tam izdarīja dažādus labojumus, radot vairāk nekā 50 dažādus stāvokļa vienādojumus. Paši pazīstamākie un populārākie ir:

Bertlo vienādojums

$$\left(p + \frac{a}{Tv^2}\right)(v - b) = R_v T; \quad (2.37)$$

Diteriči vienādojums

$$p(v - b) = RTe^{-c/RTv}; \quad (2.38)$$

Bitti—Bridžmena vienādojums

$$p = \frac{RT(1-\varepsilon)}{v^2}(v + B) - \frac{A}{v^2}, \quad (2.39)$$

kur $A = A_0(1 - \frac{a}{v})$; $B = B_0(1 - \frac{b}{v})$; $\varepsilon = \frac{c}{vT^3}$;

Kamerlinga—Onnesa vienādojums:

$$pv = RT + \frac{B_2}{v} + \frac{B_3}{v^2} + \dots, \quad (2.40)$$

kur B_2, B_3, \dots — otrais, trešais un nākošais viriālais koeficients (atkarīgi no temperatūras).
 $B_2, B_3 \dots = f(T)$.

2.4. Vispārīgais darba vielas stāvokļa vienādojums

Jāatzīmē, ka visi pieminētie reālās gāzes stāvokļa vienādojumi ir aptuveni. Šis trūkums nav vienīgi vispārīgam stāvokļa vienādojumam diferenciālā veidā (2.45), kas iegūts no paša vispārīgā stāvokļa vienādojuma (2.41):

$$F(p, v, T) = 0. \quad (2.41)$$

Šis vienādojums saista gāzu un citu darba vielu galvenos parametrus p , v un T . Jebkuru parametru var izteikt ar diviem

pārējiem, tā izteicot katra parametra pilnu diferenciāli ar pārējo parametru parciāliem atvasinājumiem:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T dv; \quad p = f(v, T); \quad (2.42)$$

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp; \quad v = f(p, T); \quad (2.43)$$

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v dp + \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p dv; \quad T = f(v, p); \quad (2.44)$$

No sešiem parciāliem atvasinājumiem iegūstam trīs atvasinājumu pārus, kas apgriezti viens otram:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = 1; \quad \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = 1; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p = 1;$$

Trīs atvasinājumus, kas ietilpst dažu fizikālu koeficientu matemātiskajās izteiksmēs, sauc par termiskiem koeficientiem. Tie ir

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p; \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$$

Vajadzības gadījumā pārējos atvasinājumus varam iegūt no minētām sakarībām. Izrisināsim sakarības starp parciāliem atvasinājumiem. Kā izejas sakarību izvēlas:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T dv.$$

Procesam ar konstantu spiedienu šis vienādojums ir šāds:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dT_p + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T dv_p = 0.$$

Izdalām vienādojumu ar dv_p , tad

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \frac{dT_p}{dv_p} + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0, \text{ jo } \frac{dT_p}{dv_p} \text{ būtībā ir } \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p \text{ un}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0.$$

Pareiznot šo vienādojumu ar $(\frac{\partial v}{\partial T})_p$ iegūstam izteiksmi

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = - \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v.$$

Šajā vienādojumā abas puses pareizina ar labā pusē esošā lieluma apgriezto atvasinājumu, t.i., ar $(\frac{\partial T}{\partial p})_v$ un iegūstam vispārīgo stāvokļa vienādojumu diferenciālā formā:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = -1. \quad (2.45)$$

Izmantojot ideālās gāzes stāvokļa pamatvienādojumu $p v = RT$, pārlicināties, ka vienādojums (2.45) ir pareizs. Parciālie atvasinājumi ir

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\frac{RT}{v^2}, \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p}, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = \frac{v}{R}$$

un šo atvasinājumu reizinājums

$$-\frac{RT}{v^2} \cdot \frac{R}{p} \cdot \frac{v}{R} = -1.$$

Parciālos atvasinājumus vienādojumā (2.45) izteic ar termiskiem koeficientiem. Tā parciālais atvasinājums $(\frac{\partial v}{\partial T})_p$ raksturo tilpuma izmaiņu atkarībā no temperatūras maiņas konstantā spiedienā. Šī lieluma attiecība pret sākuma tilpumu ir *izobārais termiskās izplešanās koeficients* α , t.i.:

$$\alpha = \frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \quad (2.46)$$

Atvasinājums $(\frac{\partial v}{\partial p})_T$ raksturo tilpuma izmaiņas ātrumu atkarībā no spiediena konstantā temperatūrā. Ja šo izmaiņu ātrumu attiecinām pret sākuma tilpumu v_0 , kuru parasti izvēlas, ja apstākļi ir normāli, tad iegūst *izotermisko saspiešanas koeficientu* β :

$$\beta = -\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T. \quad (2.47)$$

Atvasinājums $(\frac{\partial p}{\partial T})_v$ raksturo gāzes spiediena izmaiņas ātrumu atkarībā no temperatūras konstantā tilpumā. Ja šo izmaiņas lielumu attiecina uz sākuma spiedienu p_0 , ko izvēlas normāliem apstākļiem, tad iegūst *izohoro spiediena koeficientu jeb elastības koeficientu* γ :

$$\gamma = \frac{1}{p_0} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v. \quad (2.48)$$

Termiskiem koeficientiem α , β un γ ir liela nozīme jaunu darba vielu (arī šķidru un cietu) un reālo gāzu īpašību pētīšanā.

No izteiksmes (2.46) iegūst, ka:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \alpha v_0.$$

No formulas (2.47) izriet, ka:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = -\beta v_0 \text{ vai } \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = -\frac{1}{\beta v_0}.$$

No izteiksmes (2.48) iegūst, ka:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \gamma p_0 \text{ vai } \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v = \frac{1}{\gamma p_0}.$$

Ieliekot šos lielumus diferenciālās formas vispārīgā stāvokļa vienādojumā (2.45), iegūst

$$\frac{\alpha v_0}{-\beta v_0 \gamma p_0} = -1 \text{ vai } p_0 = \frac{\alpha}{\beta \gamma}. \quad (2.49)$$

Iegūtā sakarība (2.49) ir stāvokļa vienādojums jebkurai darba vielai. Šis vienādojums der gan ideālai, gan reālai gāzei, gan arī šķidrām un cietām vielām.

No termiskiem parametriem vieglāk mērāmi ir spiediens un temperatūra. Tāpēc biežāk vispārīgo stāvokļa vienādojumu $F(p, v, T) = 0$ izsaka ar īpatnējā tilpuma atkarību no p un T .

$v = f(p, T)$, kas diferenciālā formā ir:

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp. \quad (2.43)$$

Reālās gāzes vai citas darba vielas tilpuma pieaugums galīgā procesā no stāvokļa ar parametriem p_1 un T_1 līdz beigu stāvoklim p_2 un T_2 , aprēķināms:

$$\Delta v = v_2 - v_1 = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT + \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp. \quad (2.50)$$

Izmantojot izobārās izplešanas koeficientu α un izotermisko saspiešanas koeficientu β un pieņemot tos par konstantiem lielumiem, izteiksmi (2.50) pārraksta šādi:

$$\begin{aligned} \Delta V &= V_1 \alpha (T_2 - T_1) - V_1 \beta (p_2 - p_1) = \\ &= V_1 (\alpha \Delta T - \beta \Delta p). \end{aligned} \quad (2.51)$$

Ja ir ideāla gāze, spiediens un temperatūra mainās ievērojami, tad $\alpha = \frac{1}{T}$ un $\beta = \frac{1}{p}$. Izteiksmi (2.50) pārveido šādi:

$$\Delta V = V_1 \left(\frac{p_1 T_2}{p_2 T_1} - 1 \right). \quad (2.52)$$

Lai precīzi aprēķinātu tilpumu un spiedienu aparātos, jāievēro paša aparāta tilpuma izmaiņas temperatūras ietekmē. Gandrīz visas aparātu detaļas un paši aparāti ir cilindriskas vai sfēriskas formas. Izmantojot izteiksmi (2.51), iegūst sakarības aparāta tilpuma izmaiņu noteikšanai. Ja aparāts ir sfēriskas formas, tad tilpuma izmaiņu ΔV aprēķina:

$$\Delta V = V_1 \left(3\alpha_l \Delta T + \frac{3}{4} \beta_m \frac{d}{\delta} \Delta p \right), \quad (2.53)$$

kur V_1 – aparāta sākotnējais tilpums, ja spiediens p_1 un temperatūra T_1 ;

α_l – materiāla lineārais termiskās izplešanās koeficients;

β_m – apgrieztais lielums Janga elastības modulim E materiālam, no kā izgatavots aparāts ($\beta_m = \frac{1}{E}$);

d – aparāta iekšējais diametrs;

δ – aparāta sienas biezums.

Ja aparāts ir cilindriskas formas, tad tilpuma izmaiņu aprēķina līdzīgi, tikai $3/4$ vietā ņem $5/4$:

$$\Delta V = V_1(3\alpha_1 \Delta T + \frac{5}{4}\beta_m \frac{d}{\delta} \Delta p). \quad (2.54)$$

Jāatzīmē, ka spiediena pieaugums aparātā izsauc tā tilpuma palielināšanos, bet nevis tilpuma samazināšanos, kā tas ir ar gāzēm un šķidrumiem, kas atrodas aparātā.

Klapeirons (*Clapeyron*) Benuā (1799–1864) — franču fiziķis, Parīzes ZA loceklis (1858), Pēterburgas ZA ārzemju korespondētājloceklis (1830).

Devis ideālās gāzes stāvokļa vienādojumu (*Klapeirona vienādojums*, 1834) un formulējis likumu par kušanas temperatūras atkarību no spiediena (*Klapeirona-Klauziusa vienādojums*, 1834), kuru pilnveidojis R.Klauziuss (1850).



Mendeļejevs Dmitrijs (1834–1907) — krievu ķīmiķis, fiziķis, sabiedriskais darbinieks, Pēterburgas ZA korespondētājloceklis (1876).

Pētījumi ķīmijā, fizikā, metroloģijā, metereoloģijā, ekonomikā, gaiskuģniecībā u.c. zinātnes nozarēs. Atklājis *ķīmisko elementu periodisko likumu* (1869) un izstrādājis elementu periodisko sistēmu, kas nosaukta viņa vārdā. Noskaidrojis, ka šķidrumiem pastāv kritiskā temperatūra (1860), papildinājis ideālās gāzes stāvokļa vienādojumu (1874). Izvirzījis ideju par ogļu apakšzemes pārgāzēšanu (1888).



3. PIRMAIS TERMODINAMIKAS LIKUMS

3.1. Siltums un darbs

Siltums un darbs ir divi veidi enerģijas pārnesei no viena ķermeņa vai darba vielas uz otru. Abiem šiem lielumiem ir gan kopīgas, gan arī atšķirīgas īpašības (sk. 1.1. apakšnodaļu par enerģijas pārnesei veidiem).

Parasti uzskata, ka siltuma pievadīšana ķermenim ir saistīta ar temperatūras paaugstināšanos, ar ķermeņa mikrodaļiņu enerģijas palielināšanos. Ne vienmēr tas tā ir. Viss ir atkarīgs no enerģijas bilances, t.i., no ķermenim vai darba vielai pievadītā un aizvadītā enerģijas daudzuma. Iespējams ir gadījums, kad ķermenim pievada siltumu, bet tā temperatūra nepieaug, pat samazinās. Tas ir iespējams tad, ja pievadītais siltums tiek izlietots darba veikšanai vai pat darbu veic uz iekšējās enerģijas rēķina. Ķermeņa temperatūras maiņu visbiežāk saista ar siltuma un mehāniskā darba attiecību. Zinātnes attīstības vēsturē bija dažādi priekšstati par siltumu. Izdalīti seši periodi:

1. Aristoteļa laikos valdīja uzskats, ka siltums ir matērijas «primāra» īpašība, kura katram ķermenim piemīt dažādā daudzumā.

2. 17. gs. *R.Dekarts* un *F.Bekons* saistīja siltumu ar to daļiņu kustību, no kurām sastāv ķermenis.

3. 18. gs. attīstoties kalorimetrijai iesakņojās uzskats par siltumradi (flogistonu), kas ir neredzams šķidrums un saskaroties pāriet no siltiem ķermeņiem uz vēsākiem.

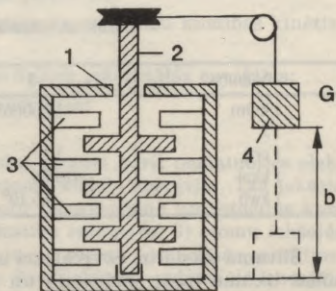
4. Flogistona teoriju pirmais kritizēja un noraidīja *M.Lomonosovs* 1760. gadā. Viņš postulēja siltumu kā daļiņu kustības formu.

5. 18. gs. beigās flogistona kritikai pievienojās vairums zinātnieku no visas pasaules. Īpaši aktīvi bija angļi. 1778. gadā *B.Rumfords* izteica domu, ka siltums nevar būt materiāla substance, tikai kustība spēj izraisīt siltuma izplatīšanos. To eksperimentāli apstiprināja *B.Rumforda* tautietis *H.Deivijs* vienkāršos un uzskatāmos mēģinājumos, berzējot vienu ar otru divus ledus vai vaska gabalus bez saskares ar siltu vai karstu ķermeni.

6. *Dz.P.Džouls* (1843.–1850.g.) veica savu slaveno mēģinājumu sēriju, ar kuru pierādīja, ka patērējot vienu un to pašu

darba daudzumu, vienmēr izdalās viens un tas pats siltuma daudzums.

1 – termiski izolēts vara trauks; 2 – maisītājs ar lāpstiņām; 3 – šķērssienu; 4 – atsvars, kas darbina maisītāju.



3.1. att. Iekārta Džoula mēģinājumam.

Trauks piepildīts ar ūdeni; šķērssienu lieto pretestības radīšanai ūdens kustībai traukā, kad darbojas maisītājs. Atsvaram krītot, tas griež maisītāju un atsvara potenciālā enerģija pārvēršas maisītāja griešanās darbā. Darbs $L = G\Delta b$. Ūdens traukā uzsilst. Darba veikšanas rezultātā izdalījušos siltumu izrēķina pēc temperatūras izmaiņas lieluma. Ūdens masa traukā ir zināma, tādejā ievēro to siltuma daudzumu, ko absorbē maisītājs, trauks un šķērssienu. Ūdens un metālu īpatnējie siltumi ir zināmi. Pēc daudziem, rūpīgi veiktiem mēģinājumiem, Džouls konstatēja tiešu proporcionālu sakarību starp izdalījušos siltumu Q un veikto darbu L :

$$Q = A \cdot L, \quad (3.1)$$

kur A – proporcionalitātes koeficients.

Džouls aprēķināja šī koeficienta skaitlisko vērtību. To nosauca par *darba siltuma ekvivalentu*. $A = 0,002345$ kkal/kGm vai $9,818 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{m}}$. Apgrieztais lielums ir *siltuma mehāniskais ekvivalents* B :

$$B = \frac{1}{A} = \frac{1}{0,002345} = 427 \frac{\text{kGm}}{\text{kkal}} = 0,102 \frac{\text{kgm}}{\text{J}}$$

Siltuma un darba daudzumu mēra džoulos un kalorijās. SI sistēmā lieto džoulu:

$$1 \text{ kal} = 4,1868 \text{ J}.$$

Ir vēl citas vienības, kuru saistība ar džoulu un kaloriju dota 3.1. tabulā.

3.1. tabula

Darba un siltuma vienības

Vienība	J	kal
1 kGm	9,80665	2,34228
1 J	1	0,23885
1 erg	10^{-7}	$23,885 \cdot 10^{-9}$
1 kkal	4186,8	1000
1 kwh	$3,6 \cdot 10^6$	0,8598

Siltuma un darba ekvivalenci uzskata par enerģijas nezūdamības likuma īpašu gadījumu un tā ir pirmā termodinamikas likuma pamatā. Enerģijas nezūdamības likumam ir liela nozīme termodinamisko procesu pētīšanā un lietošanā. Šo likumu pazina sen mehānikā (kinētiskās un potenciālās enerģijas savstarpējā pārvērtība). Pēc 18. un 19. gs. zinātnieku pētījumiem, īpaši pēc Džoula eksperimentiem, kas pierādīja darba un siltuma ekvivalenci, enerģijas nezūdamības likums izplatījās un tika attiecināts arī uz citiem enerģijas veidiem. Likums ieguva vispārēju raksturu. Šis fundamentālais dabas likums noteic, ka dažādos fizikālos un ķīmiskos procesos enerģija nezūd un nerodas no jauna, bet tikai pārveršas no viena veida citā. Pirmais termodinamikas likums ir: **jebkurā izolētā sistēmā atrodošais enerģijas daudzums ir konstants lielums.**

Dabas likuma vispārējais raksturs attiecināms uz šodien visiem zināmiem enerģijas veidiem:

- 1) darba ķermeņa visu mikrodaļiņu siltuma kustību (atomu, molekulu, elektronu u.c.);
- 2) visa ķermeņa kinētisko enerģiju;
- 3) gravitācijas lauka enerģiju;
- 4) elektriskā lauka enerģiju;
- 5) elektromagnētiskā lauka enerģiju;
- 6) iekšējo u.c. enerģiju veidiem.

Enerģijas nezūdamības likums saista savā starpā visus iespējamus enerģijas veidus.

3.2. Iekšējā enerģija

Ķermeņa iekšējā enerģija sastāv no:

- 1) daļiņu taisnvirziena, rotācijas un svārstību kustības kinētiskās enerģijas;
- 2) savstarpējā iedarbībā esošo daļiņu potenciālās enerģijas;
- 3) atomu elektronu apvalka enerģijas;
- 4) kodolu iekšējās enerģijas.

Vairums siltumenerģētiskie procesi norit nemainoties elektronu apvalka enerģijai un atoma kodola enerģijai. Tad iekšējā enerģija sastāv no: 1) molekulu taisnvirziena un rotācijas kustības enerģijas; 2) atomu svārstību enerģijas; 3) atomu iekšējās kustības enerģijas; 4) molekulu un atomu potenciālās enerģijas. Īsāk var teikt, ka molekulu kinētiskā un potenciālā enerģija sastāda ķermeņa vai darba vielas iekšējo enerģiju.

No prakses zināms, ka pievadot ķermenim siltumu no apkārtējās vides un paturot tā tilpumu nemainīgu, pieaug ķermeņa temperatūra un līdz ar to arī iekšējā enerģija.

Molekulu kinētiskā enerģija ir atkarīga no ķermeņa temperatūras, bet potenciālā — no attāluma starp molekulām un no molekulu savstarpējiem pievilksnās spēkiem, t.i., no īpatnējā tilpuma. Tātad, iekšējā enerģija ir ķermeņa jeb darba vielas stāvokļa funkcija $u = f_1(v, T)$.

Saliktai sistēmai iekšējā enerģija summējas no atsevišķo daļu iekšējām enerģijām. Sistēmas kopējā iekšējā enerģija ir U , bet tā izdalīta ar visas sistēmas masu G , dod īpatnējo iekšējo enerģiju u :

$$u = \frac{U}{G}. \quad (3.2)$$

Pieņemts īpatnējo iekšējo enerģiju u saīsināti saukt par iekšējo enerģiju. Tā kā darba vielas termiskos parametrus p , v un T saista stāvokļa vienādojums, tad vienlaikus $u = f_2(p, v)$ un $u = f_3(p, T)$. Tātad darba vielas iekšējā enerģija atkarīga no diviem neatkarīgiem stāvokļa parametriem.

Izolētā termodinamiskā sistēmā iekšējās enerģijas lielums kopumā neizmainās neatkarīgi no tur notiekošajiem procesiem.

Tehnisko termodinamiku neinteresē iekšējās enerģijas absolūtās vērtības, bet gan tās izmaiņas procesa norises laikā. Iekšējās enerģijas izmaiņas Δu termodinamiskos procesos nav atkarīgas no procesa rakstura un ir noteiktas ar ķermeņa vai

darba vielas sākuma un beigu stāvokļiem:

$$u = \int_1^2 du = u_2 - u_1, \quad (3.3)$$

kur u_1 – iekšējā enerģija sākuma stāvoklī;

u_2 – iekšējā enerģija beigu stāvoklī.

Matemātiski bezgalīgi maza iekšējās enerģijas izmaiņa du ir pilnais diferenciālis u . Ja iekšējo enerģiju izsaka kā funkciju no īpatnējā tilpuma un temperatūras:

$$u = f(v, T), \text{ tad}$$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv. \quad (3.4)$$

Ideālo gāzu iekšējā enerģija atkarīga no temperatūras, bet nav atkarīga no gāzes blīvuma (īpatnējā tilpuma) un spiediena, jo starp tās molekulām nedarbojas pievilkšanās spēki. Tātad ideālo gāzu molekulām piemīt tikai kinētiskā enerģija, bet nav potenciālās enerģijas:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = 0; \quad \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0. \quad (3.5)$$

Ideālas gāzes iekšējā enerģija ir atkarīga tikai no temperatūras un ir stāvokļa funkcija:

$$u = f(T);$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = \frac{du}{dT}. \quad (3.6)$$

Reālas gāzes iekšējā enerģija ir atkarīga gan no temperatūras, gan no spiediena:

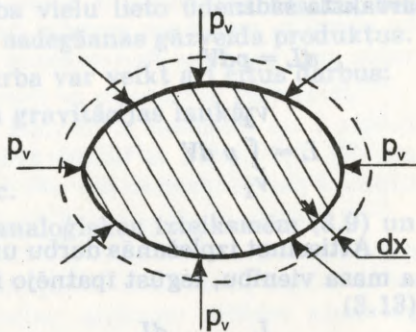
$$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T \neq 0; \quad \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \neq 0. \quad (3.7)$$

Tehnisko termodinamiku interesē tikai iekšējās enerģijas izmaiņas Δu , tādēļ atskaites sākuma punktu var izvēlēties brīvi. Piemēram, saskaņā ar starptautisko vienošanos par nulles punktu ideālai gāzei pieņem 0°C neatkarīgi no spiediena, bet par nulles punktu iekšējās enerģijas atskaitē ūdenim pieņem $0,01^\circ\text{C}$ un spiedienu $610,8 \text{ Pa}$.

3.3. Izplešanās darbs

Darbs termodinamikā, tāpat kā darbs mehānikā ir uz darba ķermeņiem iedarbojošos spēku reizinājums ar veikto ceļu.

Ja ķermenim pievada siltumu, tad tas sasilst un izplešas, t.i., palielina savus ģeometriskos izmērus. Ķermeņa tilpuma izmaiņai pretī darbojas apkārtējās vides spiediens p_v (3.2. att.). Brīvas formas ķermeņa tilpums ir V un virsma S . Ja ķermeņa tilpuma izmaiņa dV ir bezgalīgi maza, tad palielinoties tā tilpumam, katrs virsmas punkts pārvietosies par attālumu dx . Spiediens ir spēks uz laukuma vienību, tāpēc kopējais spiediens visam ķermenim ir spēku summa uz visu ķermeņa virsmu:



3.2. att. Izplešanās darba noteikšana.

$$p = p_v \cdot S.$$

Darbu, ko veiks, lai virsmu S pārvietotu pa attālumu dx , aprēķina:

$$dL = p_v S dx. \quad (3.8)$$

Virsmas S un attāluma dx reizinājums ir ķermeņa tilpuma izmaiņa dV , tāpēc raksta:

$$dL = p_v dV. \quad (3.9)$$

Izteiksmi (3.9) integrējot robežās no sākotnējā tilpuma V_1 līdz beigu tilpumam V_2 , iegūst ķermeņa vai darba vielas izplešanās darbu (ārējo darbu):

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p_v dV. \quad (3.10)$$

No izteiksmes (3.9) izriet, ka dL un dV vienmēr ir ar vienādām zīmēm:

- 1) ja $dV > 0$, tad arī $dL > 0$, t.i., ķermeņim izplešoties darbs ir pozitīvs un ķermenis veic darbu;
- 2) ja $dV < 0$, tad arī $dL < 0$, t.i., ķermeņi saspiežot darbs ir negatīvs. Ķermenis neveic darbu, bet to iegūst no ārpusē, lai ķermeņi saspiestu.

Darba mērvienība SI sistēmā ir džouls (J).

Līdzsvara procesā $p_v = p$ un izteiksmes (3.9) un (3.10) pārraksta šādi:

$$dL = p dV \quad (3.9^a)$$

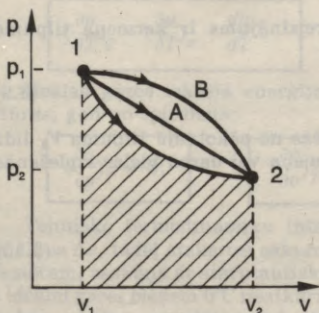
$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (3.10^a)$$

Attiecinot izplešanās darbu uz vienu darba vielas jeb ķermeņa masa vienību, iegūst īpatnējo izplešanās darbu:

$$l = \frac{L}{G}; dl = \frac{dL}{G} = p dV/G = p d\left(\frac{V}{G}\right) = p dv. \quad (3.11)$$

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (3.12)$$

Termodinamikā, lai pētītu līdzsvara procesus, lieto p, v diagrammu, kur uz abscisas ass atliek īpatnējo tilpumu, bet uz ordināti — spiedienu. Ķermeņa stāvokli nosaka divi parametri, tādēļ tā stāvokli attēlo ar punktu.



3.3. att. p, v diagramma.

Piemēram, 3.3. attēlā punkts 1 atbilst darba vielas sākuma stāvoklim, punkts 2 — beigu stāvoklim, bet līnija 1-2 attēlo izplešanās procesu no $v_1 \dots v_2$. Laukums zem izplešanās līknes ir proporcionāls darbam. Darba viela vai ķermenis izplešas pa līniju 1-2, 1-A-2 un 1-B-2. Vislielākais izplešanās darbs tiks veikts izplešoties pa līkni 1-B-2.

$$1-B-2 > 1-A-2 > 1-2$$

Termodinamiskā procesā veiktais darbs ir atkarīgs ne tikai no sākuma un beigu stāvokļiem, bet arī no procesa norises gaitas. Darbs vienmēr ir saistīts ar makroskopisku ķermeņu pārvietošanu telpā, piemēram, virzuļa pārvietošanu cilindrā, ķermeņa ārējā apvalka deformāciju utt. Bezgalīgi maza darba lielums dL ir proporcionāls tilpuma pieaugumam, tādēļ par darba vielām siltuma enerģijas pārveidošanai mehāniskajā izvēlas vielas, kas ievērojami palielina savu tilpumu: gāzes un tvaikus. Tāpēc siltuma elektrostacijās par darba vielu lieto ūdens tvaiku, bet iekšdedzes dzinējos — degvielas sadegšanas gāzveida produktus.

Ķermenis bez izplešanās darba var veikt arī citus darbus:

- 1) ķermeņa pārvietošanās darbu gravitācijas laukā;
- 2) darbu elektriskajā laukā;
- 3) darbu magnētiskajā laukā u.c.

Visas darba izteiksmes ir analogiskas izteiksmēm (3.9) un (3.10), tādēļ raksta, ka:

$$dL = y dY; \quad (3.13)$$

$$L = \int_1^2 y dY, \quad (3.14)$$

kur y — vispārinātais spēks;
 Y — vispārinātā spēka koordināte.

Ja uz ķermeni darbojas vienlaicīgi vairāki spēki, tad kopējais darbs ir atsevišķo spēku pastrādāto darbu summa.

$$dL = \sum_{i=1}^n y_i dY_i; \quad (3.15)$$

$$L = \sum_{i=1}^n \int_1^2 y_i dY_i. \quad (3.16)$$

3.4. Pirmā termodinamikas likuma analītiskā izteiksme

Saskaņā ar Einšteina vienādojumu $E = mc^2$ enerģijas saglabāšanās un pārvērtības jāapskata kopīgi ar likumu par masas saglabāšanos un pārvērtībām. Tehniskā termodinamikā ķermeņa

ātrumi ir ļoti niecīgi salīdzinot ar gaismas ātrumu, tādēļ ķermeņa masas defekts ir nulle un enerģijas saglabāšanās un pārvērtības apskatītas šķirti no masas pārvērtībām. Pirmais termodinamikas likums par enerģijas nezūdamību un pārvēršanos ir īpašs gadījums no daudz vispārīgāka enerģijas un masas saglabāšanās un pārvēršanās likuma.

Enerģijas nezūdamības un pārvēršanās likums ir fundamentāls dabas likums, kas pastāv, ir eksperimentāli nekļūdīgi pierādīts un ir attiecināms uz visām dabas parādībām. Tas apgalvo, ka enerģija nezūd un nerodas no jauna, tā tikai pāriet no viena veida citā, pie kam ekvivalentos daudzumos ir šīs pārvērtības.

Ja kādam ķermenim ar tilpumu V un masu G , kura temperatūra T un spiediens p , pievada bezgalīgi mazu siltuma daudzumu dQ , tad notiek tā temperatūras paaugstināšanās par dT un tilpuma palielināšanās par dV .

Ķermeņa temperatūras paaugstināšanās liecina, ka pieaug daļiņu kinētiskā enerģija. Ķermeņa tilpuma palielināšanās izraisa tā daļiņu potenciālās enerģijas izmaiņas. Šo norišu rezultātā ķermeņa iekšējā enerģija palielinās par dU . Ja uz ķermeni darbojās apkārtējās vides spiediens, tad tam izplešoties, tas pastrādā ārējo (mehanisko) darbu dL . Tā kā šajā sistēmā ķermenim un apkārtējai videi nekādas citas izmaiņas nenotiek, tad atbilstoši enerģijas nezūdamības likumam

$$dQ = dU + dL, \quad (3.17)$$

t.i., ķermenim pievadītais siltums tiek izmantots iekšējās enerģijas palielināšanai un izplešanās darba veikšanai. Šis vienādojums ir pirmā termodinamikas likuma analītiskā izteikme diferenciālā formā.

Ja ķermeņa stāvoklis līdz siltuma pievadīšanai ir raksturots ar parametriem p_1, T_1 , bet pēc siltuma pievadīšanas ar p_2, T_2 , tad integrējot diferenciālo vienādojumu (3.17) no stāvokļa 1 līdz stāvoklim 2, iegūst pirmā termodinamikas likuma analītisko izteiksmi integrālā formā:

$$Q_{1-2} = \Delta U_{1-2} + L_{1-2}, \quad (3.18)$$

kur $\Delta U_{1-2} = U_2 - U_1$.

Ja attiecinām uz ķermeņa vienu masas vienību (1 kg), tad izsaka ar īpatnējo darbu l , siltumu q un iekšējo enerģiju u :

$$dq = du + dl; \quad (3.17^a)$$

$$q_{1-2} = \Delta u_{1-2} + l_{1-2}, \quad (3.18^a)$$

kur $\Delta u_{1-2} = u_2 - u_1$.

Vienādojumos (3.17) un (3.18) katrs no trim locekļiem ir vai nu pozitīvs vai negatīvs lielums, vai arī nulle. Ir trīs gadījumi, kad viens vienādojuma loceklis ir nulle.

1. Ja $dQ = 0$, tad nenotiek siltumapmaiņa starp ķermeni un apkārtējo vidi un process ir *adiabātisks*. Pirmā termodinamikas likuma izteiksmes vienkāršojas:

$$\begin{aligned} dL &= -dU; & L_{1-2} &= -\Delta U_{1-2}; \\ dl &= -du; & l_{1-2} &= \Delta u_{1-2}. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Tas norāda, ka adiabātiskā procesā ķermeņa vai darba vielas izplešanās darbs tiek veikts uz iekšējās enerģijas rēķina. Kermeni saspiežot adiabātiski, no ārienes patērētais darbs pilnībā tiek izlietots sistēmas iekšējās enerģijas palielināšanai.

2. Ja $dL = 0$, tad ķermeņa tilpums nemainās, $dV = 0$. Notiekošais process ir *izohorisks*.

$$\begin{aligned} dQ &= dU; & Q_{1-2} &= \Delta U_{1-2}; \\ dq &= du; & q_{1-2} &= \Delta u_{1-2}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Izteiksme (3.20) rāda, ka izohoros apstākļos sistēmai pievadīto siltumu izlieto šīs sistēmas iekšējās enerģijas palielināšanai.

3. Ja $dU = 0$, tad nemainās sistēmas iekšējā enerģija un

$$\begin{aligned} dQ &= dL; & Q_{1-2} &= L_{1-2}; \\ dq &= dl; & q_{1-2} &= l_{1-2}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

tad tas nozīmē, ka sistēmai pievadītais siltuma daudzums pārvēršas ekvivalentā ārējā darbā — izplešanās darbā.

Tehniskā termodinamika no ārējā darba veidiem izmanto tikai izplešanās darbu. Pirmo termodinamikas likumu izteic šādi:

$$dQ = dU + pdV; \quad (3.17^b)$$

$$Q_{1-2} = (U_2 - U_1) + \int_{V_1}^{V_2} pdV; \quad (3.18^b)$$

$$dq = du + pdv; \quad (3.17^c)$$

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + \int_{V_1}^{V_2} pdV. \quad (3.18^c)$$

3.5. Īpatnējais siltums. Maiera formula

Lai sasildītu vienādu daudzumu dažādu vielu par vienu grādu, jāpatērē atšķirīgs siltuma daudzums, jo dažādām vielām ir atšķirīgs īpatnējais siltums — īpatnējā siltumietilpība. Arī vienai un tai pašai vielai atkarībā no tās temperatūras un termodinamiskā procesa rakstura īpatnējais siltums var mainīties.

Par vielas *īpatnējo siltumu* sauc siltuma daudzumu, kas jāpievada vielas masas (tilpuma) vienībai, lai paaugstinātu tās temperatūru par vienu grādu. Īpatnējais siltums ir vielas intensīvā īpašība, jo tas nav atkarīgs no vielas daudzuma.

Atkarībā no vielas daudzuma vienības ir vairāki īpatnējie siltumi:

- 1) *masas īpatnējais siltums* c , ja siltuma daudzumu attiecina uz 1 kg vielas, vienība ir $\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$;
- 2) *tilpuma īpatnējais siltums* c' , ja siltuma daudzumu attiecina uz 1 m^3 tilpuma normālos apstākļos; vienība ir $\frac{\text{J}}{\text{m}^3\cdot\text{K}}$;
- 3) *molārais īpatnējais siltums* C , ja siltuma daudzumu attiecina uz kilomolu vielas, vienība ir $\frac{\text{J}}{\text{kmol}\cdot\text{K}}$.

Starp aplūkotajiem īpatnējiem siltumiem pastāv savstarpējās sakarības:

$$c' = \frac{C}{22,4} = \frac{c}{v}; \quad (3.22)$$

$$c = \frac{C}{M} = c' \cdot v. \quad (3.23)$$

Atkarībā no termodinamiskā procesa rakstura izšķir divus īpatnējo siltumu veidus. Ja process notiek pastāvīgā spiedienā, tad iegūst īpatnējo siltumu konstantā spiedienā, kuru apzīmē attiecīgi ar c_p , c'_p , C_p .

$$c_p = \frac{dq_p}{dT}. \quad (3.24)$$

Ja process notiek pastāvīgā tilpumā, tad iegūst īpatnējo siltumu konstantā tilpumā, un to apzīmē ar c_v , c'_v , C_v .

$$c_v = \frac{dq_v}{dT} \quad (3.25)$$

Saskaņā ar pirmo termodinamikas likumu slēgtām sistēmām, kurās notiek līdzsvara procesi

$$dq = du + pdv$$

un iekšējās enerģijas izteiksmi (3.4), to ievietojot pirmā termodinamikas likuma izteiksmē, iegūst:

$$dq = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right] dv \quad (3.26)$$

Izohorā procesā ($v=const$), vienādojums (3.26) vienkāršojas:

$$dq_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT \quad (3.27)$$

Izteiksmē (3.25) ievietojot izteiksmi (3.27), iegūst, ka

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \quad (3.28)$$

t.i., ķermeņa īpatnējais siltums konstantā tilpumā ir vienāds ar iekšējās enerģijas parciālo atvasinājumu pēc temperatūras un raksturo iekšējās enerģijas pieauguma tempu izohorā procesā ar temperatūras palielināšanos.

Ievērojot izteiksmi (3.6), ideālai gāzei īpatnējo siltumu konstantā tilpumā izsaka ar pilno diferenciāli:

$$c_v = \frac{du}{dT} \quad (3.29)$$

Izobārā procesā ($p=const$), no izteiksmēm (3.26) un (3.24) iegūstam:

$$c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right] \left(\frac{dv}{dT}\right)_p \quad \text{vai}$$

$$c_p = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right] \left(\frac{dv}{dT}\right)_p \quad (3.30)$$

Iegūtā izteiksme rāda sakarību starp īpatnējiem siltumiem c_p un c_v . Izteiksme (3.30) ideālai gāzei ievērojami vienkāršojas,

jo tās iekšējā enerģija ir atkarīga tikai no temperatūras un nav atkarīga no tilpuma un tāpēc

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0.$$

Ideālai gāzei no vienādojuma $pv = RT$ izriet, ka

$$p \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = R.$$

Izteiksmi (3.30) pārraksta šādi:

$$c_p = c_v + R.$$

(3.31)

Iegūtais vienādojums ir **Maiera** formula.

Izobārā procesā pievadīto siltumu izlieto iekšējās enerģijas palielināšanai un ārējā darba veikšanai. Tāpēc c_p ir lielāks nekā c_v par šī ārējā darba lielumu.

Reālām gāzēm $c_p - c_v > R$, jo gāzei izplešoties ($p = \text{const}$) jāpastrādā darbs ne tikai, lai pārvarētu ārējo spēku iedarbību, bet arī darbs iekšmolekulāro spēku pārvarēšanai un tai vajadzīgs papildus siltuma patēriņš.

Parasti īpatnējo siltumu nosaka eksperimentāli, bet daudzām vielām to iegūst ar statistiskās fizikas metodēm.

Ideālai gāzei īpatnējo siltumu aprēķina, izmantojot enerģijas vienmērīgas sadales teorēmu pa molekulas brīvības pakāpēm. Saskaņā ar šo teorēmu ideālas gāzes iekšējā enerģija ir tieši proporcionāla molekulas brīvības pakāpes skaitam i un enerģijas daudzumam $k^*T/2$, kas pienākas uz vienu brīvības pakāpi. Vienam ideālas gāzes kilomolam iekšējā enerģija ir

$$U = \frac{i}{2} N_A k^* T = \frac{i}{2} RT,$$

kur i – brīvības pakāpes skaits molekulai.

Brīvības pakāpes skaits norāda neatkarīgo koordinātu skaitu, kāds jāuzdod, lai pilnīgi noteiktu molekulas stāvokli telpā. Vienatoma gāzes molekulai ir trīs brīvības pakāpes ($i = 3$), kas nozīmē, ka molekula var brīvi pārvietoties pa visām trim telpas koordinātēm. Divatoma gāzes molekulai ir piecas brīvības pakāpes ($i = 5$), kas nozīmē, ka molekula var pārvietoties pa visām trim telpas koordinātēm un vēl veikt rotācijas kustību ap divām koordinātu asīm. Trīsatomu un daudzatomu gāzes molekulām

brīvības pakāpju skaits ir seši ($i = 6$). Tādām molekulām iekšējā enerģija sastāv no trim taisnvirziena un trim rotācijas kustības enerģijām.

Ja ideālai gāzei $c_v = \frac{du}{dT}$, tad vienam kilomolam:

$$C_v = \frac{dU}{dT} = \frac{1}{2} i R = 4157 i, \quad (3.32)$$

kur C_v – izteikts $\frac{\text{J}}{\text{kmol}\cdot\text{K}}$.

Molārais īpatnējais siltums vien-, div- un daudzatomu ideālām gāzēm attiecīgi ir $12471 \frac{\text{J}}{\text{kmol}\cdot\text{K}}$, $20785 \frac{\text{J}}{\text{kmol}\cdot\text{K}}$ un $24942 \frac{\text{J}}{\text{kmol}\cdot\text{K}}$. Pie necīgām temperatūras izmaiņām, kā arī istabas temperatūrā īpatnējā siltumietilpība praktiski nav atkarīga no temperatūras. Šādu gāzi, kuras īpatnējais siltums nav atkarīgs no temperatūras sauc par *kaloriski* ideālu gāzi.

Plašā temperatūras intervālā ideālas gāzes īpatnējais siltums ir atkarīgs no temperatūras $c = f(T)$.

Reālai gāzei īpatnējais siltums ir atkarīgs gan no temperatūras, gan no spiediena: $c = f(p, T)$. Spiediena ietekme uz īpatnējo siltumu ir mazāka, nekā temperatūras ietekme. Ievērojot temperatūras ietekmi uz īpatnējo siltumu, termodinamikā izšķir *īsto* un *vidējo* īpatnējo siltumu.

Īstais īpatnējais siltums ir noteikts konkrētai temperatūrai un tas ir

$$c = \frac{dq}{dT}. \quad (3.33)$$

Vidējais īpatnējais siltums c_m noteiktam temperatūras izmaiņas procesam no sākuma temperatūras t_1 līdz beigu temperatūrai t_2 ir nosakāms, dalot pievadīto siltuma daudzumu q ar beigu un sākuma temperatūras starpību:

$$c_m \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{q}{t_2 - t_1}. \quad (3.34)$$

Integrējot izteiksmi (3.33), iegūstam:

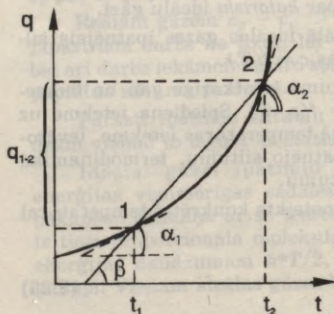
$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c \, dt. \quad (3.35)$$

Tāpēc

$$c_m \Big|_{t_1}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} c \, dt / (t_2 - t_1) \quad (3.36)$$

Ja grafiski attēlo izteiksmi (3.35), kas izsaka pievadītā siltuma daudzuma atkarību no temperatūras, tad iegūst likni (3.4. att.). No liknes $q = f(t)$ var dabūt vidējo īpatnējo siltumu c_m kā $\operatorname{tg} \beta$ leņķim, kas veidojas starp taisni 1-2 un abscisu asi:

$$c_m \Big|_{t_1}^{t_2} = \operatorname{tg} \beta.$$



3.4. att. Īsto īpatnējo siltumu c_{t_1}, c_{t_2} un vidējā īpatnējā siltuma c_m noteikšana.

Liknes $q = f(t)$ punktos 1 un 2 velkot pieskares, tās ar abscisu asi veido attiecīgi leņķus α_1 un α_2 . Šo leņķu tangenss ir īstais īpatnējais siltums atbilstošā punktā:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = c_{t_1}; \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = c_{t_2}.$$

Vielu īpatnējos siltumus sakārto tabulās un lai šo tabulu apjoms nebūtu ļoti liels, uzrāda vidējos īpatnējos siltumus noteiktās temperatūras robežās no $0 \dots t$. Izmantojot tabulas, var aprēķināt vidējo īpatnējo siltumu jebkurās temperatūras robežās:

$$c_m \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_m \Big|_0^{t_2} - c_m \Big|_0^{t_1}}{t_2 - t_1}. \quad (3.37)$$

Viss uzrakstītais attiecas ne tikai uz masas īpatnējo siltumu c , bet arī uz tilpuma īpatnējo siltumu c' un molāro īpatnējo siltumu C .

3.6. Entalpija

Termodinamikā svarīgu vietu ieņem *entalpija* H , kas ir vielas iekšējās enerģijas U un mehāniskās potenciālās enerģijas summa. Darba vielas mehānisko potenciālo enerģiju veido spiediena un tilpuma reizinājums.

$$H = U + pV. \quad (3.38)$$

Tā kā entalpiju veido lielumi, kas ir stāvokļa funkcijas, tad arī pati entalpija ir stāvokļa funkcija. Entalpija, līdzīgi iekšējai enerģijai, ir vielas ekstensīvā īpašība, t.i., tās lielums ir atkarīgs no vielas daudzuma. Viena kilograma darba vielas entalpiju jeb īpatnējo entalpiju iegūst, izdalot visas sistēmas entalpiju ar tās masu G :

$$\frac{H}{G} = h. \quad (3.39)$$

Tāpat kā iekšējo enerģiju, darbu un siltumu, arī entalpiju mēra džoulos (J).

Izteicot īpatnējo entalpiju h , lieto izteiksmi:

$$h = u + pv, \quad (3.40)$$

kur sistēma sastāv no 1 kg darba vielas un entalpiju mēra J/kg .

Līdzīgi iekšējai enerģijai, entalpiju izteic kā funkciju no diviem stāvokļa parametriem:

$$h = f_1(p, v); h = f_2(v, T); h = f_3(p, T),$$

bet lielums dh ir pilnais diferenciālis. Entalpiju ērti izteikt ar stāvokļa parametriem, spiedienu un temperatūru, tad

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp. \quad (3.41)$$

Vielas entalpijas izmaiņa diferenciālā formā:

$$dh = du + d(pv), \quad (3.42)$$

no kurienes

$$du = dh - d(pv).$$

Ievietojot iegūto du vērtību pirmā termodinamikas likuma izteiksmē $dq = du + pdv$, iegūst:

$$dq = dh - d(pv) + pdv.$$

Diferencējot $d(pv)$, iegūst:

$$d(pv) = p dv + v dp.$$

Šo izteiksmi ievietojot iepriekšējā un saīsnot, iegūst:

$$dq = dh - v dp. \quad (3.43)$$

Izteiksme (3.43) ir pirmā termodinamikas likuma matemātiskā izteiksme, kas iegūta ar entalpiju. No vienādojuma redzams, ka entalpijas vērtība ir lielāka par darba vielas pievadīto siltuma daudzumu. Ja $p = \text{const}$, tad izteiksme (3.43) pārveidojas:

$$dq_p = dh; \quad (3.44)$$

$$q_p = h_2 - h_1. \quad (3.44^a)$$

Vienādojums (3.44) norāda, ka sistēmai izobārā procesā pievadīto siltumu izlieto tikai sistēmas entalpijas maiņai. Šo izteiksmi bieži lieto aprēķinos, jo daudzos siltumenerģētikas procesos (tvaika katlos, gāzu turbīnas kamerā, reaktīvos dzinējos, siltumapmaiņas aparātos) un ķīmiskās tehnoloģijas procesos siltuma pievadīšana notiek konstantā spiedienā. Tādēļ termodinamiskās tabulās parasti ir norādītas vielu entalpijas, — nevis iekšējās enerģijas.

Ipatnējo siltumu konstantā spiedienā c_p nosaka:

$$c_p = \frac{dq_p}{dT},$$

un šo izteiksmi pārraksta:

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p. \quad (3.45)$$

No izteiksmes (3.45) redzams, ka īpatnējais siltums konstantā spiedienā c_p raksturo entalpijas h pieauguma tempuraturāi paaugstinoties.

Ievietojot izteiksmi (3.45) vienādojumā (3.41), entalpijas pilnais diferenciālis ir:

$$dh = c_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp \quad (3.46)$$

Parciālais atvasinājums $\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T$ raksturo entalpijas atkarību no spiediena. Ja darba viela ir ideāla gāze, tad $\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = 0$. **Entalpija ideālai gāzei nav atkarīga no spiediena.** Izteiksmi (3.46) ideālai gāzei raksta šādi:

$$\boxed{dh = c_p dT} \quad (3.47)$$

Ja starp entalpiju un iekšējo enerģiju ir cieša sakarība (3.40), tad vienam no šiem lielumiem atskaites sākums nevar būt patvaļīgs. Iekšējās enerģijas atskaites sākuma punktā $h = pv$. Piemēram, ūdenim $t = 0,01^\circ\text{C}$ un $p = 610,8 \text{ Pa}$, $u = 0$, bet $h = pv = 610,8 \times 0,001 = 0,611 \text{ J/kg}$.

Aprēķinos jāzin ir entalpijas izmaiņas, procesam pārejot no viena stāvokļa uz otru (galīgā procesā):

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_p dT \quad (3.48)$$

Ideālai gāzei īpatnējais siltums konstantā tilpumā c_v , īpatnējais siltums konstantā spiedienā c_p , tāpat kā iekšējā enerģija u un entalpija h ir atkarīgi tikai no temperatūras.

$$c_v = \frac{du}{dT}; \quad c_p = \frac{dh}{dT}$$

Izmanto izteiksmi (3.40) un to lietojot ideālai gāzei, diferencē pēc temperatūras:

$$\frac{dh}{dT} = \frac{du}{dT} + \frac{d(pv)}{dT} \quad (3.49)$$

No Klapeirona-Mendeļejeva ideālas gāzes stāvokļa vienādojuma $pv = RT$ seko, ka

$$\frac{d(pv)}{dT} = R.$$

Ievietojot vienādojumā (3.49) attiecīgo diferenciāļu vietās c_p , c_v un R , iegūst jau iepriekšējā apakšnodaļā minēto Maiera formulu ($c_p = c_v + R$).

3.7. Pirmais termodinamikas likums plūsmai

Tika apskatītas termodinamiskas sistēmas, kurās ķermenis jeb darba viela nepārvietojās. Tomēr, rakstot pirmā termodinamikas likuma analītiskās izteiksmes, nekas netika teikts, ka tās derīgas tikai nekustīgai videi. Tātad, tās der arī kustīgai sistēmai un tām ir vispārējs raksturs. Pirmā termodinamikas likuma vienādojums vielu plūsmai ir tikai īpašs gadījums no vispārējā.

Apskatot gāzes vai šķidruma plūsmu brīvi izvēlētas formas kanālā (3.5. att.), jāievēro plūsmas kinētiskā enerģija E_{kin} :

$$E_{kin} = \frac{G \cdot w^2}{2}, \quad (3.50)$$

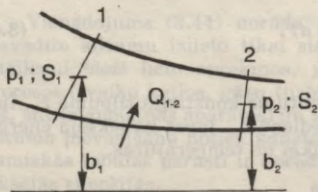
kur G – darba vielas masa plūsmā; w – plūsmas ātrums.

Ja vielas plūsmas ātrums w starp šķēlumiem 1 un 2 mainās, tad plūsmas kinētiskā enerģija arī mainās par lielumu ΔE_{kin} :

$$\Delta E_{kin} = G \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right). \quad (3.51)$$

Apskatot pirmo termodinamikas likumu: $Q_{1-2} = (U_2 - U_1) + L_{1-2}$, to pielāgojot vielas plūsmai starp šķēlumiem 1–2, izanalizēsim, no kādiem darba veidiem sastāv darbs L_{1-2} , t.i., kādus darbus veic šīs darba vielas plūsmā.

Lai kanāla posmā 1–2 caur šķērsgriezumu S_1 laika vienībā ievadītu darba vielas daudzumu ar masu G ,



3.5. att. Darba vielas plūsmu brīvi izvēlētas formas kanālā:
 1, 2 – plūsmas šķēluma vietas;
 p_1, p_2 – spiediens attiecīgos šķēlumos;
 S_1, S_2 – šķēlumu laukums;
 Q_{1-2} – starp šķēlumiem 1–2 pievadītais siltuma daudzums.

jāveic darbs, kas ir saistīts ar tāda paša daudzuma darba vielas izspiešanu no šī kanāla posma, lai atbrīvotu vietu nākošam daudzumam. Apzīmējot ar x_1 ceļa garumu, kas jāveic darba vielas daudzumam laika vienībā caur šķērsriezumu S_1 , veiktais darbs L_1 ir:

$$L_1 = p_1 S_1 x_1, \quad (3.52)$$

kur $x_1 S_1 = V_1$ - darba vielas tilpums, kas ieklūst kanālā caur šķērsriezumu S_1 .

Tilpumu V_1 izteic ar darba vielas īpatnējā tilpuma v_1 un masas G reizinājumu:

$$V_1 = v_1 G.$$

Caur kanāla šķērsriezumu S_1 veic darbu L_1 ar plūsmu, tāpēc zīme ir negatīva:

$$L_1 = -p_1 v_1 G. \quad (3.53)$$

Attiecīgi šķērsriezumā S_2 veikto darbu L_2 ieguva līdzīgi, bet zīme ir pozitīva, jo darbu veic plūsma:

$$L_2 = p_2 V_2, \quad \text{kur } V_2 = v_2 G;$$

$$L_2 = p_2 v_2 G. \quad (3.54)$$

Caur kanāla šķērsriezumu S_1 veic darbu L_1 , bet caur šķērsriezumu S_2 veic darbu L_2 . Šo abu darbu algebriskā summa ir *izspiešanas darbs* brīvas formas kanālā starp šķēlumiem 1 un 2.

$$L_{\text{izs}} = L_1 + L_2$$

$$\boxed{L_{\text{izs}} = (p_2 v_2 - p_1 v_1) G.} \quad (3.55)$$

Ja kanāla šķērsriezumi izvietoti dažādos augstumos b_1 un b_2 , tad kā trešais iespējamais darba veids starp šiem šķērsriezumiem ir darbs, kas saistīts ar potenciālās enerģijas izmaiņām L_{pot} :

$$\boxed{L_{\text{pot}} = G g (b_2 - b_1),} \quad (3.56)$$

kur g - brīvās krišanas paātrinājums $9,81 \text{ m/s}^2$;
 b_2, b_1 - šķēlumu S_2 un S_1 augstumi.

Darba vielas plūsma starp šķēlumiem S_1 un S_2 var veikt *tehnisko darbu* L_{teh} , t.i., var griezt turbinu, vai arī pašu plūsmu

var paātrināt vai palēnināt ar sūkņiem. Tehniskais darbs var būt gan pozitīvs, gan negatīvs.

Kā piektais darba veids starp šķelumiem 1 un 2 jāatzīmē darbs, kas saistīts ar berzes spēku pārvarēšanu L_b .

Ievērojot teikto, kustīga darba viela starp šķelumiem 1 un 2 pastrādā šādu darbu L_{1-2} :

$$L_{1-2} = G(p_2v_2 - p_1v_1) + G\left(\frac{w_2^2 - w_1^2}{2}\right) + Gg(b_2 - b_1) + L_{\text{teh}} + L_b. \quad (3.57)$$

Pirmais termodinamikas likums vielu plūsmai ir:

$$Q_{1-2} = (U_2 - U_1) + G(p_2v_2 - p_1v_1) + G\left(\frac{w_2^2 - w_1^2}{2}\right) + Gg(b_2 - b_1) + L_{\text{teh}} + L_b. \quad (3.58)$$

Vienam kilogramam darba vielas pirmais termodinamikas likums plūsmai ir:

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + (p_2v_2 - p_1v_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(b_2 - b_1) + l_{\text{teh}} + l_b. \quad (3.59)$$

Iegūtais vienādojums diferenciālā formā:

$$dq = du + d(pv) + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + gdb + dl_{\text{teh}} + dl_b. \quad (3.60)$$

$$dw^2/2 = wdw ;$$

$$h = u + pv.$$

$$dq = dh + wdw + gdb + dl_{\text{teh}} + dl_b. \quad (3.61)$$

$$q_{1-2} = (h_2 - h_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(b_2 - b_1) + l_{\text{teh}} + l_b. \quad (3.62)$$

Visi uzrakstītie vienādojumi (3.58)–(3.62) ir pirmā termodinamikas likuma izteiksmes plūsmai.

Salīdzināsim pirmo termodinamikas likumu diferenciālā formā $dq = du + pdv$ ar pirmo termodinamikas likumu plūsmai diferenciālā formā:

$$dq = du + d(pv) + wdw + gdb + dl_{teh} + dl_b . \quad (3.60^a)$$

Pēdējie divi vienādojumi atšķiras ar to, ka pirmajā vienādojumā ir tikai viens darbs, t.i., izplešanās darbs pdv , bet vienādojumā (3.60^a), kas raksturo plūsmu, ietilpst pieci darbi un tie ir: 1) izspiešanas darbs; 2) plūsmas kinētiskās enerģijas izmaiņas darbs; 3) potenciālās enerģijas izmaiņas darbs; 4) tehniskais darbs; 5) berzes spēku pārvarēšanas darbs.

Jāatzīmē, ka plūsmai viens no darbiem ir berzes spēku pārvarēšanas darbs, kā rezultātā izdalījušais siltums pāriet uz darba vielu, bet berzes darbs pilnībā pārvēršas siltumā. Tāpēc siltums q abu vienādojumu kreisajās pusēs ir no ārpuses pievadītā siltuma $q_{ār}$ un berzes siltuma q_b summa:

$$q = q_{ār} + q_b . \quad (3.63)$$

Ievērojot vienādojumu (3.63), pirmā termodinamikas likuma izteiksme, kur vienīgais darbs ir izplešanās darbs un pirmā termodinamikas likuma izteiksme plūsmai, rakstāmas:

$$dq_{ār} + dq_b = du + pdv ; \quad (3.64)$$

$$dq_{ār} + dq_b = du + d(pv) wdw + gdb + dl_{tehn.} + dl_b . \quad (3.65)$$

Ja $dq_b = dl_b$, tad pēdējo vienādojumu pārraksta šādi:

$$dq_{ār} = du + d(pv) + wdw + gdb + dl_{teh} \quad (3.65^a)$$

vai

$$dq_{ār} = dh + wdw + gdb + dl_{teh} \quad (3.65^b)$$

Vienādojumā (3.64) lielums dq_b saglabājas, jo tas ir berzes siltums, kas ekvivalents berzes spēku pārvarēšanas darbam un ir viena sastāvdaļa no izplešanās darba pdv .

Būtībā abi diferenciālie vienādojumi

$$dq = du + pdv \quad \text{un}$$

$$dq = du + d(pv) + wdw + gdb + dl_{teh} + dl_b$$

ir identiski, jo izsaka pirmo termodinamikas likumu. Ja kreisās puses ir vienādas, tad arī abu vienādojumu labās puses ir vienādas:

$$pdv = d(pv) + wdw + gdb + dl_{teh} + dl_b. \quad (3.66)$$

Iegūtais vienādojums rāda, ka izspiešanas darbs, kinētiskās enerģijas izmaiņas darbs, potenciālās enerģijas izmaiņas darbs, berzes spēka pārvarēšanas darbs un tehniskais darbs tiek veikti uz vienas izplešanās darba rēķina.

Ja izspiešanas darbs ir $d(pv)$, to izsaka šādi:

$$d(pv) = pdv + vdp$$

un vienādojumu (3.66) pārveido:

$$wdw = -vdp - gdb - dl_{teh} - dl_b. \quad (3.67)$$

Gadījumā, ja plūsma neveic tehnisko darbu, $dl_{teh} = 0$, tad:

$$wdw = -vdp - gdb - dl_b. \quad (3.67^a)$$

Ja plūsma neveic arī potenciālās enerģijas izmaiņas darbu, ja $b_1 = b_2$, tad $db = 0$ un

$$wdw = -vdp - dl_b. \quad (3.67^b)$$

Kad vielu plūsmai nav berzes, tad

$$wdw = -vdp. \quad (3.67^c)$$



Džouls (*Joule*) Džeimss Preskots (1818–1889) — angļu fiziķis, Londonas Karaliskās biedrības loceklis (1850).

Galvenie darbi siltuma fizikā — enerģijas nezūdamības likuma eksperimentālais pierādījums (1842–1847), siltuma mehāniskā ekvivalenta noteikšana (1843), elektriskās strāvas izdalīta siltuma daudzuma noteikšana (*Džoula–Lenca likums*; 1841) un gāzu kinētiskajā teorijā.

4. OTRAIS TERMODINAMIKAS LIKUMS

4.1. Otrā termodinamikas likuma saturs

Aplūkojot parādības dabā no makrofizikas viedokļa, nav iespējams atgriezt sākotnējā stāvoklī kādu termodinamisku sistēmu vai darba vielu, neveicot izmaiņas apkārtējā vidē. Pirmais termodinamikas likums nosaka siltuma un darba savstarpējo pārvēršanos un šis likums neierobežo procesu. Siltuma un mehāniskās enerģijas savstarpējai pārvērtībai jānotiek stingri noteiktos ekvivalentos daudzumos. Dzinēju, kas ļauj iegūt darbu bez enerģijas zudumiem, sauc *par pirmā veida mūžīgo dzinēju*. Skaidrs, ka tāds dzinējs nav iespējams, jo tā darbības noteikumi ir pretrunā ar pirmo termodinamikas likumu. Tāpēc pirmo termodinamikas likumu var formulēt arī šādi: **pirmā veida mūžīgais dzinējs nav iespējams.**

No praktiskās pieredzes zināms, ka pārvērst darbu siltumā ir vieglāk un vienkāršāk, nekā veikt pretējo procesu: siltumu pārvērst darbā, kas saistās ar noteiktiem apstākļiem un ierobežojumiem.

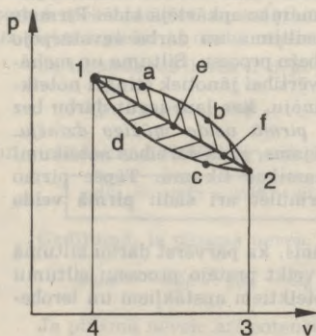
Pirmais termodinamikas likums nenoliedz *otrā veida mūžīgā dzinēja* eksistēšanu, t.i., tāda mašīna, kura visu pievadīto siltumu pilnībā pārvērs darbā. Tāds dzinējs ļauj praktiski neierobežotu siltuma daudzumu no apkārtējās vides (atmosfēras, ūdens baseiniem un zemes garozas) pārvērst darbā. **Radīt otrā veida mūžīgo dzinēju nevar ne praktiski, ne teorētiski.** Tā var formulēt otro termodinamikas likumu.

Pirmais termodinamikas likums raksturo enerģijas pārvēršanās procesus no kvantitātes puses, toties otrais termodinamikas likums šīs enerģijas pārvērtības raksturo no kvalitātes viedokļa.

Otrā termodinamikas likuma saturs ietver plašu vispārinājumu par siltuma īpatnībām, ja apskata dabas parādības no makrofizikas viedokļa. Analizējot otro termodinamikas likumu, kas tāpat kā pirmais likums, ir objektīvs dabas likums un eksperimentāli pierādīts, obligāti jāsāk ar neatgriezenisku termodinamiska procesa apskati un entropijas jēgu. Termodinamisko aprēķinu rezultāti, ja neievēro reālā procesa neatgriezenību, nesaskan ar praktisko eksperimentu rezultātiem.

4.2. Entropija — termodinamisko procesu neatgriezeniskuma mērs

Ja termodinamiskā sistēma sastāv no apkārtējās vides un darba ķermeņa, tad atgriezeniskā procesā, tam ieņemot sākotnējo stāvokli, ķermenim jāiziet caur visiem termodinamiskiem starpstāvokļiem, ko tas izgāja tiešā procesā. Piemēram, gāzei izplešoties cilindrā no stāvokļa 1 līdz 2 (4.1. att.), tā iziet caur termodinamiskiem starpstāvokļiem e un f. Pēc tam, gāzi saspiežot no stāvokļa 2 līdz 1, tai jāiziet tie paši starpstāvokļi, tikai pretējā virzienā, t.i., f un e. Tas iespējams tikai tad, ja termodinamiskie procesi 1-2 un 2-1 ir atgriezeniski.



4.1. att. Neatgriezenisks un atgriezenisks process p,v diagrammā.

Dabā atgriezeniski procesi neeksistē. Lai ķermenis vai darba viela pārietu no viena līdzsvara stāvokļa uz otru, šis līdzsvars ir jāizjauc. Tad ķermenī vai darba vielā rodas ierosme spiedienu, blīvumu vai temperatūras gradientu veidā ($\frac{\Delta p}{p}$, $\frac{\Delta \rho}{\rho}$, $\frac{\Delta T}{T}$), kuru kompensācijai jāpatērē kaut kāds enerģijas daudzums. Veicot reālu procesu tiešā un pretējā virzienā ķermenis vai darba viela nonāks sākotnējā stāvoklī, bet sistēmā notiks izmaiņas — daļa enerģijas būs neatgriezeniski pazaudēta šo gradientu kompensācijai. Tātad, daļa enerģijas zudis procesa neatgriezeniskumā.

Atgriezeniskā procesā gāzei izplešoties no stāvokļa 1 līdz 2 (4.1. att.) veic izplešanās darbu, ko attēlo laukums $S_{1ef2341}$, bet to saspiežot no stāvokļa 2 līdz 1, veic saspiešanas darbu, kas atbilst laukumam $S_{2fe1432}$. Tātad, izplešanās darbs ir vienāds ar saspiešanas darbu un tos abus attēlo grafiski p,v koordinātēs ar vienu un to pašu laukumu (4.1. att.). Termodinamiskā sistēmā enerģijas zudumu nav.

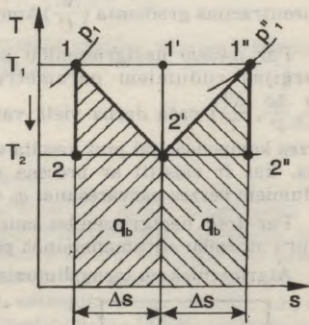
Atgriezeniskā procesā gāzei izplešoties, tā veiks izplešanās darbu, kas atbilst laukumam $S_{1dc2341}$, kas ir mazāks par darbu atgriezeniskā procesā. Darbu starpība starp atgriezenisko un

Neatgriezeniskā procesā gāzei izplešoties, tā veiks izplešanās darbu, kas atbilst laukumam $S_{1dc2341}$, kas ir mazāks par darbu atgriezeniskā procesā. Darbu starpība starp atgriezenisko un

neatgriezenisko procesu atbilst iesvītotam laukumam $S_{1ef2cd1}$, kas attēlo enerģijas zudumus uz procesa neatgriezeniskuma rēķina. Nākošajā procesā gāzi saspiežot un atgriežot sākuma stāvoklī 1, veiks saspiešanas darbu atbilstošu laukumam $S_{2ba1432}$, kas ir lielāks par veikto darbu atgriezeniskā procesā. Darbu starpība starp atgriezenisko un neatgriezenisko procesu atbilst iesvītotam laukumam $S_{2balef2}$ un tas attēlo enerģijas zudumus uz neatgriezeniskuma rēķina saspiešanas procesā. Tātad, gāzei veicot izplešanos un to saspiežot, neatgriezenisku procesu rezultātā termodinamiskā sistēmā notika izmaiņas un uz neatgriezeniskuma rēķina tika pazaudēta enerģija, kas atbilst p,v diagrammā attēlotam darbam ar kopīgo iesvītoto laukumu $S_{1ab2cd1}$ (4.1. att.).

Tātad, berzes dēļ darba viela veic berzes spēku pārvarēšanas darbu l_b un saņem divas reizes berzes siltumu q_b (4.2. att.). Tieši tāpēc, neatgriezenisks adiabatisks process nevar būt izoentropisks ($\Delta s = \text{const}$).

No T,s diagrammas redzams, ka gāzes izplešanās process pa taisni 1-2 ir izoentropisks, bet reālais process — gāzes adiabatiska izplešanās notiek pa taisni 1-2' un tas saistās ar entropijas pieaugumu Δs . Gāze saņem berzes siltumu q_b uz berzes spēku pārvarēšanas darba rēķina l_b . Ja veic neatgriezenisku, adiabatisku gāzes saspiešanas procesu (taisne 2'-1'') līdz temperatūrai T_1 , sistēma otrreiz saņem berzes siltumu q_b .



4.2 att. Neatgriezenisks un atgriezenisks process T,s diagrammā.

Veicot neatgriezenisku procesu entropija pieaug un jo vairāk, jo process neatgriezeniskāks. Entropija ir termodinamiskā procesa neatgriezeniskuma mērs.

Siltumapmaiņas process, t.i., iekšējās enerģijas pārnešana siltuma veidā no ķermeņa ar temperatūru T_1 uz ķermeni ar temperatūru $T_2 < T_1$, tāpat ir neatgriezenisks process un norit ar sistēmas entropijas pieaugumu. Šajā procesā karstā ķermeņa entropija samazinās par lielumu $\frac{dq}{T_1}$, bet aukstā — palielinās par

lielumu $\frac{dq}{T_2}$ un visai sistēmai kopumā entropija pieaug:

$$\begin{aligned} ds &= ds_1 + ds_2 = -\frac{dq}{T_1} + \frac{dq}{T_2} = \\ &= dq\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) > 0. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Visi reālie procesi ir neatgriezeniski un tie norit ar enerģijas zudumiem, kas saistīti ar procesu neatgriezeniskumu, t.i., ar sistēmas darba spēju samazināšanos un entropijas pieaugumu. Reālo procesu neatgriezenība saistīta ar enerģijas zudumiem konkrētam procesam raksturīgo parametru gradientu kompensācijai. Piemēram, hidrodinamiskiem procesiem enerģijas zudumi saistīti ar spiediena gradienta $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)$ kompensāciju. Masu apmaiņas procesu neatgriezeniskums ir saistīts ar enerģijas zudumiem koncentrācijas gradienta $\left(\frac{\Delta C}{C}\right)$ kompensācijai utt.

Par *iekšējo* neatgriezenību sauc tādu, kas ir saistīta ar enerģijas zudumiem parametru gradientu kompensācijai $\left(\frac{\Delta p}{p}, \frac{\Delta \rho}{\rho}, \frac{\Delta T}{T}\right)$ pašā darba vielā vai ķermenī, tāpat arī plūsmas berzes kompensācijai pret kanāla sienām. Visus enerģijas zudumus, kas ir saistīti ar procesa neatgriezeniskumu, sauc par zudumiem berzes pārvarēšanai q_b un l_b .

Par *ārējo* neatgriezenību sauc tādu, kas noteikta ar temperatūru starpību siltumapmaiņas procesā.

Atgriezeniskam termodinamiskam procesam entropija:

$$\boxed{ds_{atgr} = \frac{dq}{T}} \quad (4.2)$$

Neatgriezeniskam termodinamiskam procesam entropija:

$$\boxed{ds_{neatgr} = \frac{dq + dq_b}{T}} ; \quad (4.3)$$

$$\boxed{ds_{atgr} < ds_{neatgr}} \quad (4.4)$$

Ja termodinamiskā sistēmā realizē neatgriezenisku procesu, tad entropija pieaug:

$$ds = \frac{dq + dq_b}{T} - \frac{dq}{T} = \frac{dq_b}{T}.$$

Jebkurš reālais patvarīgi norisošais process ir neatgriezenisks. Šis loģiskais secinājums, kas iegūts no reālo procesu analīzes, ir pats vispārīgākais otrā termodinamikas likuma formulējums.

Analītiski entropiju nosaka $ds = \frac{dq}{T}$. Entropija ir stāvokļa funkcija. Entropijas jēdzienu pirmais ieviesa vācu zinātnieks *R.Klauziuss* (1865.g.). Īpatnējai entropijai parasti 1 kg darba vielas vienība ir J/kg.K, bet entropiju jebkuram vielas daudzumam mēra J/K.

Līdzīgi kā jebkuru stāvokļa funkciju, arī entropiju var izteikt ar jebkuriem diviem stāvokļa parametriem:

$$s = f_1(p, v); s = f_2(p, T); s = f_3(v, T).$$

Noteiktam stāvoklim entropijas vērtību nosaka integrējot entropijas analītisko izteiksmi (4.2):

$$s = \int \frac{dq}{T} + s_0, \quad (4.5)$$

kur s_0 – integrēšanas konstante.

Zemās temperatūrās, tuvu absolūtai nullei visas vielas ir kondensētas. *V.Nernsts* (1906.g.) eksperimentāli pierādīja, bet *M.Planks* (1912.g.) formulēja šādu principu: temperatūrai tuvojoties absolūtai nullei, vielām, kas atrodas kondensētā stāvoklī ar sakārtotu kristālisku struktūru, entropija tiecas uz nulli, t.i., $s_0 = 0$, $T = 0$ K. Tas ir trešais termodinamikas likums vai Nernsta siltuma teorēma. Šo likumu izmanto entropijas absolūto vērtību aprēķināšanai.

Tehniskā termodinamikā neizmanto entropijas absolūtās vērtības, bet tās izmaiņas kādā procesā:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T}, \quad (4.6)$$

tāpēc entropiju arī, tāpat kā entalpiju un iekšējo enerģiju, bieži vien atskaita no brīvi izvēlēta stāvokļa.

No entropijas izteiksmes (4.2). izriet, ka līdzsvara procesam

$$\boxed{dq = T ds} \quad (4.7)$$

$$q = \int_1^2 T ds.$$

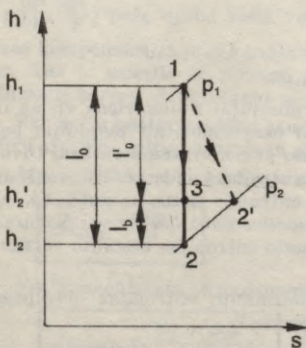
(4.8)

Izteksme (4.7) rāda, ka ds un dq ir ar vienādām zīmēm. Līdzsvara procesā pēc entropijas izmaiņas rakstura var spriest par to, kādā virzienā notiek siltumapmaiņa. Ķermenim pievadot siltumu ($dq > 0$), tā entropija pieaug ($ds > 0$), bet siltumu aizvadot ($dq < 0$), entropija samazinās ($ds < 0$).

4.3. Daži neatgriezeniskie termodinamiskie procesi

4.3.1. Iztece

Dabā visi ar berzi saistīti procesi patērē daļu enerģijas, ko apzīmē ar l_b . Lietderīgi var izlietot tikai daļu no izmantojamās enerģijas l_o un šī daļa ir $l_o - l_b = l'_o$ (4.3. att.).



4.3. att. Atgriezeniska un neatgriezeniska gāzes iztece (izplešanas sprauslā) h, s koordinātes.

Apskatīsim reālu gāzes izteci (izplūdi), t.i., ievērojot iekšējo procesu neatgriezenību. Izteces process ir adiabatisks un neatgriezenības dēļ gāzes plūsmas entropija palielinās. 4.3 un 4.4 attēlā ar līniju 1-2 parāda atgriezenisko (teorētisko) izteces procesu, bet ar līniju 1-2' — neatgriezenisko, t.i., reālo. Izteces virzošais spēks ir spiedienu diference starp p_1 un p_2 . Ja reālā procesa entalpija ir lielāka par teorētiskās izteces procesa entalpiju h_2 (4.3. att.), tad reālās gāzes izteces ātrums

$$w' = \sqrt{2(h_1 - h_2')} \quad (4.9)$$

būs mazāks par teorētisko izteces ātrumu

$$w = \sqrt{2(h_1 - h_2)}, \quad (4.10)$$

tad raksta, ka

$$w^* = \varphi w, \quad (4.11)$$

kur φ – sprauslas ātruma koeficients, kura skaitliskās vērtības ir mazākas par 1. Eksperimentāli noteikts, ka slīpētām un profilētām sprauslām $\varphi = 0,95 \dots 0,98$, bet cilindriskām un pilnīgi neapstrādātām – $\varphi \approx 0,9$.

Plūsmas enerģijas zudumi ΔE_b procesa neatgriezeniskuma dēļ ir:

$$\begin{aligned} \Delta E_b = l_b = l_o - l'_o &= \frac{w_2^2 - w_2'^2}{2} = \\ &= \frac{w_2^2 - (\varphi w_2)^2}{2} = \frac{w_2^2 (1 - \varphi^2)}{2}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Lielumu $(1 - \varphi^2)$ sauc par enerģijas zuduma koeficientu ξ :

$$\Delta E_b = l_b = \xi \frac{w_2^2}{2}. \quad (4.13)$$

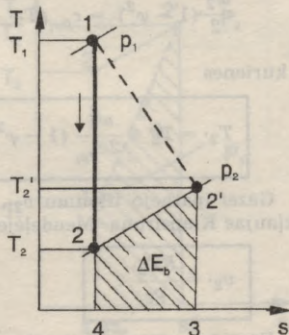
Enerģijas zuduma koeficienti ξ ir eksperimentāli noteikti un nepieciešami, lai aprēķinātu faktisko gāzes vai tvaika stāvokli izplūdes vietā pareizai sprauslas konstrukcijai.

Tādēļ vispirms ievieš teorētisko adiabatū 1–2 (4.3.att.) un nogriezni 2–3

$\xi \frac{w_2^2}{2}$ atliek uz šīs adiabatās.

No punkta 3 novelk horizontālu līniju līdz krustojumam ar izobāru p_2 un punktā 2', nolasa vajadzīgos parametrus gāzei izplūstot no sprauslas.

Plūsmas enerģijas zudumus izskaitļo šādi:



4.4. att. Atgriezeniska un neatgriezeniska gāzes iztece (izplešanās sprausla) T,s koordinātes.

$$\Delta E_b = \frac{w_2^2 - w_{2'}^2}{2} = \frac{[\sqrt{2}(h_1 - h_2)]^2 - [\sqrt{2}(h_1 - h_{2'})]^2}{2}. \quad (4.14)$$

Apvienojot izteiksmes (4.12) un (4.14), iegūst

$$\frac{w_2^2}{2}(1 - \varphi^2) = h_{2'} - h_2, \quad (4.15)$$

no kurienes

$$h_{2'} = h_2 + (1 - \varphi^2) \frac{w_2^2}{2} = h_2 + \xi \frac{w_2^2}{2}. \quad (4.16)$$

No T, s diagrammas (4.4. att.) redzams, ka laukums zem procesa līnijas 1-2' izsaka siltumu q_b , ko absorbē darba viela un izteces beigās tās temperatūra $T_{2'}$, būs augstāka nekā atgriezeniskās izteces beigās, kad tā būs T_2 . Laukums zem izobāras nogriežņa 2-2' izteic plūsmas kinētiskās enerģijas zudumus ΔE_b berzes rezultātā.

Reālās (neatgriezeniskās) izteces beigu temperatūru $T_{2'}$, iegūst, zinot, ka $h_{2'} - h_2 = q_p = c_{pm}(T_{2'} - T_2)$ un šo izteiksmi ievietojot vienādojumā (4.15), iegūst:

$$\frac{w_2^2}{2}(1 - \varphi^2) = c_{pm}(T_{2'} - T_2),$$

no kurienes

$$T_{2'} = T_2 + \frac{w_2^2}{2c_{pm}}(1 - \varphi^2). \quad (4.17)$$

Gāzei īpatnējo tilpumu $v_{2'}$, izplūdei no sprauslas, ja gāze pakļaujas Klapeirona-Mendeļejeva vienādojumam, aprēķina:

$$v_{2'} = \frac{RT_{2'}}{p_2}.$$

Pārējām gāzēm un tvaikiem īpatnējo tilpumu izplūdē no sprauslas $v_{2'}$ nolasa no attiecīgās tabulas, ja zin spiedienu p_2 un entalpiju $h_{2'}$. Ūdens tvaikam $v_{2'}$ visvienkāršāk iegūt no h, s

diagrammas punktā p_2, h_2 .

Attiecību $\frac{l'_o}{l_o}$ sauc par sprauslas iekšējo relatīvo lietderības koeficientu un apzīmē ar η_{oi} . Vadoties no sprauslas ātrumu koeficienta jēdziena:

$$\eta_{oi} = \frac{l'_o}{l_o} = \frac{2w_{2'}^2}{2w_2^2} = \left(\frac{w_{2'}}{w_2}\right)^2 = \varphi^2. \quad (4.18)$$

Termiskā lietderības koeficienta η_t reizinājumu ar iekšējo relatīvo η_{oi} apzīmē ar η_i un sauc par *iekšējo lietderības koeficientu*, jo tajā ievēroti visi iekšējie tvaika izplešanās procesa zudumi sprauslā:

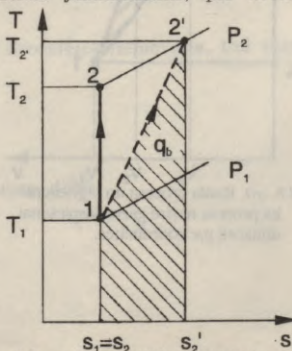
$$\eta_i = \eta_t \cdot \eta_{oi}. \quad (4.19)$$

4.3.2. Process difuzorā

Izplūdē no sprauslas gāze palielina savu ātrumu uz spiediena un entalpijas pazemināšanās rēķina. Ja gāzes plūsmas virzienu maina uz pretējo pusi, tad gāze pakāpeniski zaudē savu ātrumu, bet kinētiskā enerģija pāriet potenciālajā, un spiediens pieaug.

Mainoties ātrumam un spiedienam, mainās arī šķersgriezums, tikai pretēji nekā sprauslā; kamēr ātrums ir virs kritiskā, šķersgriezumam plūsmas virzienā jāsamazinās, pie kritiskā ātruma jābūt vismazākajam šķersgriezumam, un, kad ātrums paliek mazāks par kritisko ātrumu, šķersgriezumam plūsmas virzienā jāpieaug. Šādu ierīci sauc par *difuzoru*, un to lieto gāzes saspiešanai. Difuzoru izmanto strūklas kompresoros un turbokompresoros.

Berze un virpuļi šo procesu padara par neatgriezenisku. Daļu no gāzes kinētiskās enerģijas patērē berze un virpuļi, rodas darba zudums, kas pārvēršas



4.5. att. Atgriezenisks un neatgriezenisks gāzes saspiešanas process difuzorā T,s koordinātēs.

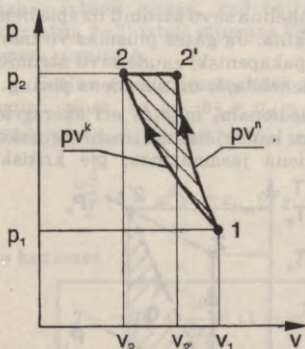
siltumā, un gāzes temperatūra pēc difuzora ir augstāka par atgrīezeniskā procesa temperatūru. Difuzorā notiekošais process attēlots T, s un p, v koordinātēs.

Atgrīezeniskais adiabātiskais process difuzorā notiek pa līniju 1-2 (4.5. un 4.6. att.). Tad visu entalpiju starpību $h_1 - h_2 = l_0$ patērē kinētiskās enerģijas radīšanai.

Neatgrīezeniskais process difuzorā notiek pa līniju 1-2' un entropija šajā gadījumā pieaug. Tad iesvītrotais laukums (4.5. att) attēlo enerģiju, ko patērē berzes pārvarēšanai. Punkts 2' atrodas augstāk par 2, tātad temperatūra paceļas augstāk nekā atgrīezeniskajā procesā. Šajā procesā raksturīgi, ka zudums rodas ne tikai berzes rezultātā, bet arī tādēļ, ka adiabatās vietā ir politropa ar augstāku pakāpes rādītāju. Šo zudumu attēlo laukums $S_{122'1}$ gan T, s , gan p, v koordinātēs.

Neatgrīezeniskā procesā darbu difuzorā l'_{dif} izsaka ar izteiksmi:

$$l'_{dif} = l_{dif} + q_b + S_{122'1}, \quad (4.20)$$



4.6. att. Reāla procesa un atgrīezeniska procesa norise gāzes saspiešanai difuzorā p, v koordinātēs.

kur

- l_{dif} – darbs difuzorā atgrīezeniskā procesā;
- q_b – berzes pārvarēšanas rezultātā izdalītais siltums;
- $S_{122'1}$ – papildus darba patēriņš.

Papildus darba patēriņš ir tāpēc, ka $T_{2'} > T_2$ un reālais īpatnējais tilpums v_2' lielāks nekā teorētiskais v_2 un tāpēc reālā gāzes saspiešanas likne ir stāvāka nekā atgrīezeniskā adiabāta 1-2. Enerģijas zudumi difuzorā ir lielāki par berzes darbu.

4.3.3. Gāzu un tvaiku droselēšana

Ja darba vielas plūsmā sašaurinājuma veidā ierīkota pretestība, tad spiediens pēc šīs pretestības strauji samazinās (4.7. att.) par lielumu $\Delta p = p_1 - p_2$. Caurules šķērsgrizumu pirms un pēc vietējās pretestības izvēlas tādu, lai ātrumi w_1 un w_2 būtu apmēram vienādi. Pirmo termodinamikas likumu plūsmai raksta 1 kg darba vielas:

$$dq = du + pdv + d\frac{w^2}{2},$$

kur ārējais darbs sastāv no izplešanās darba pdv un kinētiskās enerģijas izmaiņas darba $\frac{dw^2}{2}$.

nētiskās enerģijas izmaiņas darba $\frac{dw^2}{2}$.

$$dq = du + d(pv) + d\frac{w^2}{2} = d(u + pv) + d\left(\frac{w^2}{2}\right);$$

$$dq = dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right). \quad (4.21)$$

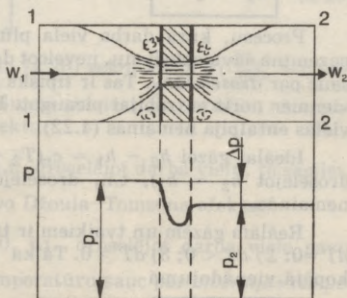
Ja siltumu dq darba vielu droselējot nepievada, tad vienādojumu (4.21) raksta šādi:

$$-dh = d\left(\frac{w^2}{2}\right).$$

Integrējot abas vienādojuma puses, dabū

$$-\int_{h_1}^{h_2} dh = \int_{w_1}^{w_2} d\left(\frac{w^2}{2}\right);$$

$$h_1 - h_2 = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}.$$



4.7. att. Drošelēšanas procesa attēlojums.

Tā kā $w_1 = w_2$, tad $h_1 - h_2 = 0$ vai

$$h_1 = h_2 . \quad (4.22)$$

Procesu, kurā darba viela plūstot caur vietējo pretestību pazemina savu spiedienu, neveicot darbu vai nepievadot siltumu, sauc par *droselēšanu*. Tas ir tipisks neatgriezenisks process, kas vienmēr norit entropijai pieaugot. **Droselēšanas rezultātā darba vielas entalpija nemainās** (4.22).

Ideālai gāzei $h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1)$, tādēļ tai $T_2 = T_1$ (jo droselējot $h_2 = h_1$), t.i., droselējot ideālu gāzi temperatūra nemainās.

Reālām gāzēm un tvaikiem ir trīs droselēšanas gadījumi: 1) $dT = 0$; 2) $dT < 0$; 3) $dT > 0$. Tā kā visos gadījumos $dp < 0$, tad kopējā vienādojumā

$$dT = \alpha dp \quad (4.23)$$

lielums dT ir atkarīgs no α , ko sauc par *adiabātiskās droselēšanas koeficientu*, jeb par *diferenciālo droselēfektu*. Adiabātiskai droselēšanai temperatūras izmaiņu sauc par *Džoula–Tomsona efektu*. Skaitlisko vērtību α iegūst no pirmā termodinamikas likuma

$$dq = dh - v dp ,$$

kur ievietojot izteiksmi

$$dq = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp ,$$

kā rezultātā iegūst

$$dh = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp . \quad (4.24)$$

kuru droselēšanai, kad $dh = 0$, pārraksta šādi:

$$dT = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p} dp . \quad (4.25)$$

Salīdzinot izteiksmes (4.23) un (4.25), iegūst

$$\alpha = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_p} \quad (4.26)$$

No izteiksmēm (4.25) un (4.26) seko, ka ja $T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p > v$, $dT < 0$, t.i., droselējot darba vielu, tā atdziest. Šo parādību sauc par *pozitīvo* Džoula–Tomsona efektu.

Ja $T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p < v$, $dT > 0$, t.i., droselējot darba vielu, tā sasilst. Šo parādību sauc par *negatīvo* Džoula–Tomsona efektu.

Ja $T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = v$, $dT = 0$, t.i., droselējot darba viela savu temperatūru nemaina. Šo temperatūru sauc par *inversijas temperatūru* T_{inv} :

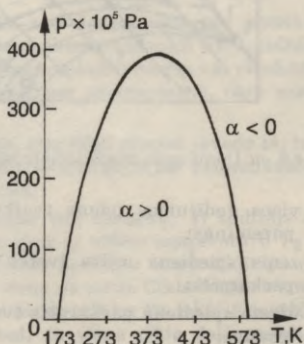
$$T_{inv} = v\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p \quad (4.27)$$

Atliekot uz p, T koordinātēm spiedienam atbilstošo inversijas temperatūru, iegūst inversijas likni, kuras punkti apmierina vienādojumu (4.27). Par piemēru 4.8. attēlā uzzīmēta slāpekļa inversijas līkne.

Visā apgabalā, kuru ieslēdz inversijas līkne, $\alpha > 0$ un šajā apgabalā droselējot slāpekli, tas atdziest. Apgabals ārpus inversijas līknes $\alpha < 0$ un tāpēc droselējot slāpekli, tas uzsils. Tātad, droselējot gāzveida slāpekli, ja sākotnējās temperatūru vērtības $T < T_{inv}$, slāpeklis atdziestis, bet ja $T > T_{inv}$, tas uzsils.

Citu darba vielu inversijas liknēm ir līdzīgs raksturs un tāpēc drīkst apgalvot, ka visas gāzveida vielas, ja $T < T_{inv}$, droselējot atdziest, bet ja $T > T_{inv}$ — uzsilst.

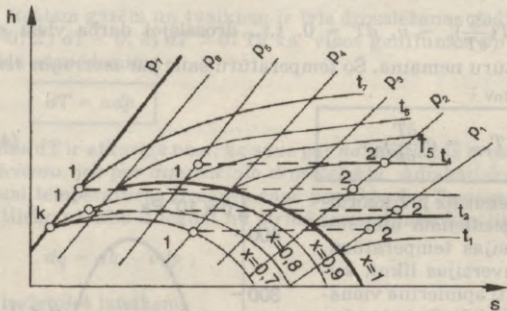
Ja konkrēto darba vielas stāvokli apraksta Van der Vālsa vienādojums, tad inversijas līknes maksimuma punktā $v_{max} =$



4.8. att. Inversijas līkne slāpeklim p, T koordinātēs.

v_{kr} , $p_{max} = 9p_{kr}$ un $T_{max} = 3T_{kr}$. Inversijas likne, ja spiediens $p = 0$, krusto temperatūras asi divos punktos: pa kreisi $T_{0,1} = 0,75T_{kr}$ un pa labi — $T_{0,2} = 6,75T_{kr}$. Temperatūras vērtība $T_{0,2}$ reālām gāzēm labi sakrīt ar lielumu $6,75T_{kr}$ ja ir atmosfēras spiediens.

Ūdens tvaikam $T_{kr} = 647K$ un tāpēc inversijas temperatūrai jābūt ap $4400K$. Šādā temperatūrā ūdens tvaiks ir pilnīgi disociēts un tā droselēšana vienmēr norit ar temperatūras pazemināšanos. Ūdens tvaika droselēšana tā dažādos stāvokļos ir parādīta 4.9. attēlā. Šie procesi ir neatgriezeniski, un parādīti ar raustītu līniju 1–2. Redzams, ka:



4.9. att. Ūdens tvaika droselēšanas process h,s koordinātēs.

- 1) visos gadījumos ūdens tvaiku droselējot, tā temperatūra pazeminās;
- 2) zema spiediena mitrs tvaiks droselējot kļūst sausāks un pārkarsēts;
- 3) augsta spiediena pārkarsēts tvaiks paliek arī tāds pēc droselēšanas;
- 4) augsta spiediena mitrs tvaiks droselējot vispirms kļūst mitrāks, pēc tam izžūst un kļūst pārkarsēts;
- 5) augsta spiediena un ne visai augstas temperatūras pārkarsēts tvaiks droselējot vispirms pārvēršas par sausu piesātinātu tvaiku, tad kļūst mitrs, pēc tam atkal pažūst un no jauna kļūst pārkarsēts, bet ar zemu temperatūru un spiedienu.

4.4. Ciklu teorija

Termodinamikas pamatzdevums ir atrast likumsakarības, kurām pakļaujas enerģijas pārvēršana no viena veida otrā un siltuma pārvēršana mehāniskajā enerģijā — darbā. Dabā mehāniskās enerģijas pārvēršana siltumā notiek vienkāršāk un vieglāk, bez tam siltumu iegūst arī ar ķīmiskiem paņēmieniem (degšanas process, kodolu skaldīšana, hēlija sintēze no ūdeņraža u.c.).

Pirmais termodinamikas likums nosaka enerģijas veidu ekvivalenci, otrais likums radās vēsturiski kā siltuma mašīnas darbības hipotēze, kas nosaka apstākļus, kādos no siltuma var iegūt maksimālo darbu, t.i., radīt siltuma mašīnu ar maksimālo lietderības koeficientu. Otrā termodinamikas likuma analīze rāda, ka siltuma mašīnas zemais lietderības koeficients nav saistīts ar šīs mašīnas tehniskām nepilnībām, bet gan ar paša siltuma īpatnībām. Teorētiski siltuma mašīnas strādā pa cikliskiem termodinamiskiem procesiem jeb pa cikliem. Tāpēc, lai pilnīgāk atklātu otrā termodinamikas likuma būtību, svarīgi ir pētīt cikliskos procesus.

Tādu procesu sakopojumu, kad darba viela pēc noteiktā secībā veiktām norisēm atgriežas sākuma stāvoklī un rezultātā iegūta mehāniskā enerģija, sauc par *ciklisko procesu* vai vienkārši par *ciklu*. Pirmā veida ciklus sauc par *pārtrauktiem*, otrā veida — par *slēgtiem*.

Lai iegūtu mehānisko darbu, atsevišķi procesi jāvada tā, lai, saspiežot darba vielu, patērētu mazāk enerģijas par to daudzumu, kas iegūts, darba vielai izplešoties.

Lai veiktu ciklu, nepieciešami trīs elementi: 1) sildītājs ar vidējo temperatūru T_1 ; 2) dzesinātājs ar vidējo temperatūru $T_2 < T_1$; 3) darba viela, kas veic siltuma apmaiņu starp sildītāju un dzesinātāju (pārnes enerģiju no viena uz otru). Cikla beigās termodinamiskā sistēma atgriežas sākumstāvoklī un tās iekšējā enerģija nemainās. Ciklu realizē tikai tad, ja vienā cikla daļā enerģiju termodinamiskai sistēmai pievada, bet pārējā — aizvada. Izolētās sistēmās cikla nav. Cikls, tāpat kā jebkurš termodinamisks process, var būt *atgriezenisks* un *neatgriezenisks*. Izšķir *tiešo* ciklu, kurā siltumu no siltākā ķermeņa pievada aukstākam un *apgriezto* vai *pretējo* ciklu, kurā siltumu pārnes no aukstākā ķermeņa uz siltāko.

Procesa neatgriezeniskums ir saistīts ar darba zudumiem un tāpēc termiskais lietderības koeficients neatgriezeniskiem cikliem vienmēr būs zemāks nekā atgriezeniskiem (ideāliem). Šis secinājums izriet no otrā termodinamikas likuma saturā.

No cikla definīcijas izriet, ka visos ciklos bez izņēmuma iekšējās enerģijas, entalpijas un entropijas izmaiņas ir nulle (Δu , Δh , $\Delta s = 0$). Tāpēc pirmo termodinamikas likumu cikliem matemātiski raksta šādi:

$$q_c = l_c, \quad (4.28)$$

kur q_c un l_c — visu termodinamisko procesu, no kuriem sastāv cikls, attiecīgi siltumu un darbu algebriskā summa.

4.4.1. Tiešais cikls, tiešais Karno cikls

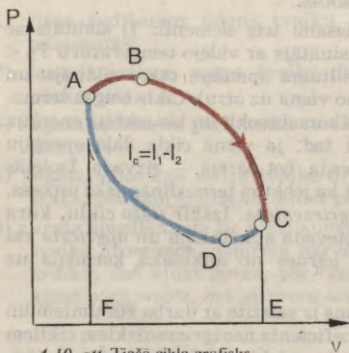
Tiešais cikls ir siltuma mašīnas cikls, kurā notiek siltuma pārvēršana darbā. Praktiski esošās siltuma mašīnās par siltuma avotu kalpo degvielas sadegšanas ķīmiskās reakcijas vai kodolreakcijas, bet par dzesinātāju izmanto apkārtējo vidi — gaisu. Par darba vielu izmanto gāzes vai tvaikus.

Brīvi izvēlēts tiešais cikls parādīts p,v (4.10. att.) un T,s koordinātēs (4.11. att.).

Tiešais cikliskais process norit šādā secībā (4.10. att.): pa līkni ABC darba viela saņemot siltumu no sildītāja palielina iekšējo enerģiju un veic izplešanās darbu $l_1 = S_{ABCEFA}$. Pēc tam darba vielu saspiežot pa līniju CDA, tā atgriežas sākotnējā stāvoklī A. Daļu no sildītāja saņemtā siltuma darba viela atdod dzesinātājam. Pastrādātais saspiešanas darbs l_2 ir vienāds ar laukumu zem līknes CDA, $l_2 = S_{CDAFE}$. Attiecīgi cikla darbs ir $l_c = l_1 - l_2$ un $l_c = S_{ABCEFA} - S_{CDAFE} = S_{ABCEFA} > 0$.

Cikla darbs ir pozitīvs, jo pozitīvais izplešanās darbs ir lielāks par negatīvo saspiešanas darbu.

Koordinātēs T,s tiešais cikls norit šādi (4.11. att.): pa līkni abc darba viela saņem siltumu no sildītāja un uzsilst. Saņemtā siltums ir $q_1 = S_{abcefa}$. Tikai daļa no šī siltuma pārvēršas darbā, jo nevar darba vielu atgriezt sākotnējā stāvoklī, neizvadot no tās saspiešanas laikā uz dzesinātāju siltuma daudzumu q_2 ekvivalentu lau-



4.10. att. Tieša cikla grafisks attēlojums p,v koordinātēs.

kumam S_{cdafe} . Siltuma daudzums, kas veicot tiešo ciklu pārvēršas darbā ir atēlots ar laukumu S_{abceda} . Tātad, cikla siltums ir

$$q_c = q_1 - q_2 = S_{abceda} > 0,$$

un ir pozitīvs lielums, jo darba vielai pievadītais siltums q_1 ir lielāks par to siltumu q_2 , ko aizvada no tās.

No tiešā cikla analīzes izriet jauna, specifiska siltuma īpašība: **cikliskā procesā sildītāja siltumu nevar visu pilnībā pārvērst darbā**. S.Karno novēroja šo siltuma īpašību un formulēja otro termodinamikas likumu.

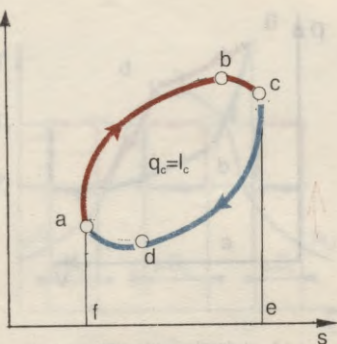
Lietderīgi ievērot, ka cikls sastāv no vairākiem termodinamiskiem procesiem un darba vielas izplešanās ne virnmēr ir saistīts ar siltuma pievadišanu, tāpat kā saspiešana — ne vienmēr notiek ar siltuma aizvadišanu no darba vielas. Piemēram, adiabatiska izplešanās un saspiešana notiek bez siltuma apmaiņas, bet politropiski procesi ir saistīti gan ar siltuma pievadišanu, gan aizvadišanu. Ja ciklā norit politropiski procesi, tad punkti B,C,D p,v koordinātēs nesakrīt ar punktiem b,c,d T,s koordinātēs.

Veicot tiešo ciklu, vēlams, lai pēc iespējas lielāku pievadīta siltuma daudzumu pārvērstu darbā. Tāpēc šī cikla efektivitāti raksturo ar cikla darba l_c attiecību pret darba vielai pievadīto siltuma daudzumu q_1 . Šo attiecību sauc par **cikla termisko lietderības koeficientu** η_t :

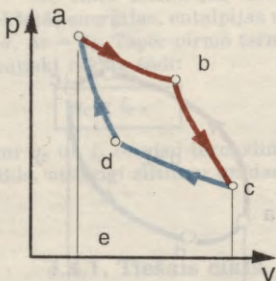
$$\eta_t = \frac{l_c}{q_1} = \frac{q_c}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (4.29)$$

No lietderības koeficienta izteiksmes seko: **nevar radīt siltuma mašīnu, kurai termiskais lietderības koeficients būtu vienāds ar vienu vai 100%**. Šo secinājumu izteica S.Karno un tas arī ir otrā termodinamikas likuma formulējums.

Ideāls siltuma mašīnas cikls ir **tiešais atgriezeniskais Karno cikls**.



4.11. att. Tieša cikla grafisks attēlojums T,s koordinātēs.



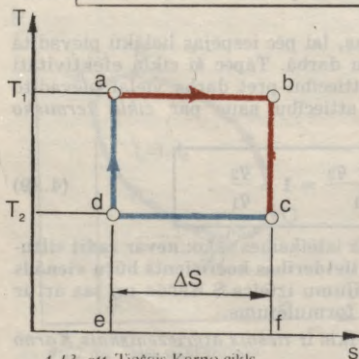
4.12. att. Tiešais Karno cikls
p,v koordinātes.

ΔsT_2 (4.13. att.). Pa nogriezni *da* turpinās gāzes tālāka saspiešana adiabatiskos apstākļos un tā atgriežas sākotnējā stāvoklī. Saskaņā ar pirmo termodinamikas likumu, Karno cikla darbs ir:

$$l_c = l_1 - l_2 = q_1 - q_2 = S_{abcd} = (T_1 - T_2)\Delta s. \quad (4.30)$$

Karno cikla termiskais lietderības koeficients ir:

$$\eta_k = \frac{l_c}{q_1} = \frac{(T_1 - T_2)\Delta s}{T_1 \Delta s} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.31)$$



4.13. att. Tiešais Karno cikls
T,s koordinātes.

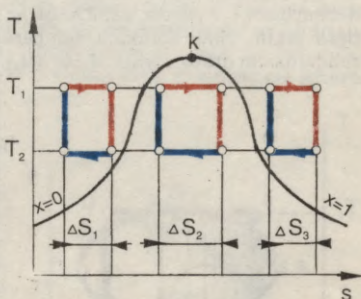
Karno ciklā termodinamiskie procesi norit šādā secībā: pa līniju *ab* darba vielai (gāzei) pievada siltumu no sildītāja (4.13. att.) $q_1 = S_{abfe} = \Delta sT_1$. Siltuma pievadišana notiek izotermiski ($T_1 = \text{const}$). Gāze veic izotermisku izplešanās darbu (4.12. att.) $l_1 = S_{abfe}$. Pa nogriezni *bc* gāze turpina izplesties, bet jau adiabatiski un to dara uz iekšējās enerģijas rēķina.

Tad gāzi saspiež pa nogriezni *cd* un tā ieplūst dzesinātājā, kur atdod siltumu q_2 izotermiskos apstākļos ($T_2 = \text{const}$) $q_2 = S_{cdefc} =$

No iegūtās izteiksmes izriet, ka Karno cikla termiskais lietderības koeficients gāzei nav atkarīgs no tās dabas, bet tikai no sildītāja un dzesinātāja temperatūras.

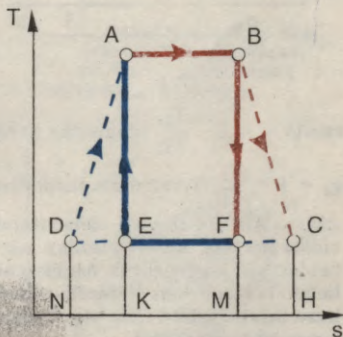
Karno cikla termiskā lietderības koeficienta noteikšanas izteiksme (4.31) ir derīga jebkurai vielai un to neietekmē tās daba. Izteiksmi ieto divfāzu sistēmā cieta viela-šķidrums, mitram, kā arī pārkarsētam ūdens tvaikam (4.14. att.).

Karno cikla termiskā lietderības koeficienta izteiksmi (4.31) attiecina tikai uz atgriezenisku ciklisku procesu, kas sastāv no atgriezeniskiem termodinamiskiem procesiem. Procesa neatgriezeniskums ir saistīts ar darba zudumiem berzes spēku pārvarēšanai un tāpēc termiskais lietderības koeficients neatgriezeniskam Karno ciklam η_k^n vienmēr ir mazāks kā atgriezeniskam η_k^a . Pierādīsim to, salīdzinot tiešo neatgriezenisko ar tiešo atgriezenisko Karno ciklu (4.15. att.).



4.14. att. Karno cikls udenim T,s koordinātes.

Tiešais neatgriezeniskais Karno cikls ir ABCDA (4.15. att.), kur nogriežņi BC un DA attēlo atbilstoši neatgriezenisko adiabatisko izplešanos un saspiešanu. Šie abi procesi norit ar entropijas pieaugšanu. Darba viela saņem no sildītāja siltumu $q_1 = S_{ABMKA}$ realizējot gan atgriezenisku, gan neatgriezenisku Karno ciklu un atdod dzesinātājam neatgriezeniskā procesā $q_2^n = S_{CDNHC}$, bet atgriezeniskā procesā $q_2^a = S_{FEKMF}$. No 4.15. attēla redzams, ka $S_{FEKMF} < S_{CDNHC}$, t.i., $q_2^n > q_2^a$ un tāpēc

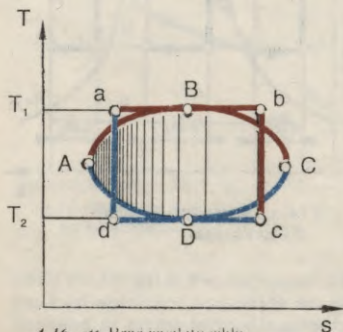


4.15. att. Tieša neatgriezeniska un atgriezeniska Karno cikla salīdzināšana.

$$\eta_k^a = 1 - \frac{q_2^a}{q_1} > \eta_k^n = 1 - \frac{q_2^n}{q_1} \quad (4.32)$$

Tātad tiešā atgriezeniskā Karno cikla termiskais lietderības koeficients vienmēr ir lielāks kā tiešā neatgriezeniskā.

Pierādīsim, ka vienā un tajā pašā temperatūras apgabalā T_1 un T_2 , atgriezeniskam Karno ciklam ir maksimālais termiskais lietderības koeficients, salīdzinot ar jebkuru citu, brīvi izvēlētu tiešo ciklu. Šim nolūkam temperatūras intervālā T_1 un T_2 salīdzināsim divus ciklus (4.16. att.): brīvi izvēlētu ciklu $ABCD$



4.16. att. Brīvi izvēlētā cikla salīdzinājums ar Karno ciklu T, s koordinātes.

un Karno ciklu $abcd$. Abi cikli ir tieši un atgriezeniski. Velkot adiabatās bezgalīgi tuvu vienu pie otras, brīvi izvēlēto ciklu sadala ļoti daudzos elementārciklos, katrs mazais cikliņš sastāv no divām adiabatām un cikla $ABCD$ kontūras diviem elementāriem nogriežņiem. Šos mazos nogriežņiņš nosacīti var uzskatīt par izotermām: katrs mazais cikliņš ir nosacīti uzskatāms par Karno ciklu. Visiem elementāriem Karno cikliem $T_{1i} < T_1$, bet $T_{2i} > T_2$ un katra elementārcikla lietderības koefi-

cients $\eta_i = 1 - \frac{T_{2i}}{T_{1i}}$ ir mazāks nekā Karno ciklam $abcd$, kas ir

$\eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1}$. Termiskais lietderības koeficients brīvi izvēlētam

ciklam $ABCD$ ir visu elementārcikliņu lietderības koeficientu vidējā vērtība, kas ir mazāka par Karno cikla $abcd$ termisko lietderības koeficientu. Atgriezeniskam Karno ciklam ir pats lielākais termiskais lietderības koeficients salīdzinājumā ar jebkuru brīvi izvēlētu tiešo atgriezenisko ciklu vienās un tajās pašās temperatūras robežās.

Tiešam ciklam ir raksturīgas trīs pazīmes:

- 1) termodinamisko procesu virziens p, v un T, s diagrammās ir pulksteņa rādītāja kustības virzienā;
- 2) darba vielas izplešanās līnijai p, v koordinātes un siltuma pievadīšanas procesa līnijai T, s koordinātes jāatrodas augstāk nekā saspiešanas līnijai un siltuma aizvadīšanas līnijai atbilstošās koordinātes;
- 3) cikla darbu algebriskā summa un cikla siltumu algebriskā summa ir lielāka par nulli, t.i., pozitīva.

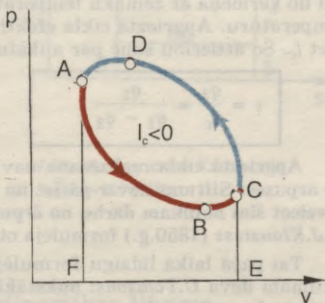
4.4.2. Apgrīztais cikls, apgrīztais Karno cikls

Apgrīztais cikls ir pretējais tiešam ciklam, kas patērē darbu no ārpusēs, lai pārnestu siltumu q_2 no dzesinātāja uz sildītāju, t.i., no vides ar zemāku temperatūru uz vidi ar augstāku temperatūru. Apgrīztais vai pretējais cikls ir aukstuma iekārtu un siltuma sūkņa darbības pamatā.

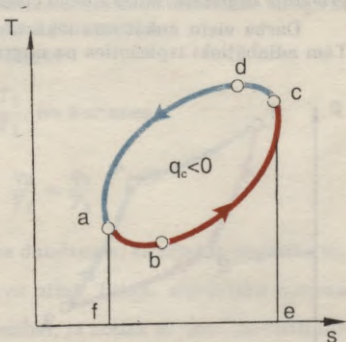
Process norit šādā secībā: darba vielai izplešoties pa līniju ABC (4.17. att.), tai pievada siltumu q_2 no dzesinātāja ar videjo temperatūru T_2 . Siltuma pievadīšana notiek pa līniju abc (4.18. att.). Tad seko darba vielas saspiešana pa līniju CDA un no tās aizvada siltumu q_1 pa līniju cda uz sildītāju, kura vidējā temperatūra $T_1 > T_2$. Apgrīztaim ciklam cikla siltums $q_c = q_1 - q_2 < 0$, cikla darbs $l_c = l_1 - l_2 < 0$, izplešanās līnija ABC p,v koordinātēs un siltuma aizvadišanas līnija abc T,s koordinātēs atrodas zemāk nekā saspiešanas procesa līnija CDA un siltuma aizvadišanas līnija cda . Pārējās divas apgrīzta cikla pazīmes: 1) procesi norit pretēji pulksteņa rādītāja kustības virzienam; 2) gan darbu, gan siltumu algebriskā summa ciklā ir mazāka par nulli.

Apgrīztaim ciklam tāpat kā tiešam ciklam $\Delta u = 0$ un pirmais termodinamikas likums rakstāms: $q_2 - q_1 = -q_c = -l_c$ vai

$$q_1 = q_2 + l_c,$$



4.17. att. Apgrīzta cikla grafisks attēlojums p,v koordinātēs.



4.18. att. Apgrīzta cikla grafisks attēlojums T,s koordinātēs.

kur q_2 – siltums, ko darba viela saņem no dzesinātāja;
 q_1 – siltums, kādu darba viela pārnes uz sildītāju;
 l_c – cikla darbs, kas ir ekvivalents cikla siltumam.

Tātad, sildītājam aizvadītais siltuma daudzums ir vienāds ar summu, kas sastāv no dzesinātāja saņemtā siltuma daudzuma un apgrieztā cikla veikšanai nepieciešamā darba.

Mašīnas, kas strādā pēc apgrieztā cikla, cenšas panākt, lai pēc iespējas mazāku darbu no ārpusē patērētu siltuma pārvešanai no ķermeņa ar zemāku temperatūru uz ķermeni ar augstāku temperatūru. Apgrieztā cikla efektivitāti novērtē ar q_2 attiecību pret l_c . Šo attiecību sauc par aukstuma koeficientu ε :

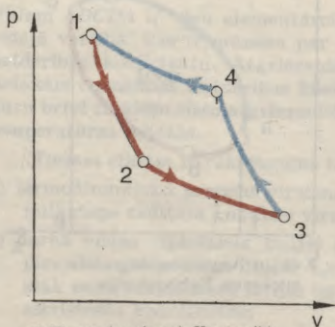
$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_c} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} \quad (4.34)$$

Apgrieztā cikla realizēšana nav iespējama bez darba patēriņa no ārpusē. Siltums nevar pāriet no aukstāka ķermeņa uz siltāku, neveicot šim nolūkam darbu no ārpusē. Tā ir siltuma īpatnība un tā *J.Klauziuss* (1850.g.) formulēja otro termodinamikas likumu.

Tai pašā laikā līdzīgu formulējumu otram termodinamikas likumam deva *U.Tomsons*: aukstākā ķermeņa siltums nav lietojams darba veikšanai.

Aukstuma mašīnas un siltuma sūkņa ideāls cikls ir apgrieztais atgriezeniskais Karno cikls.

Darba vielu aukstuma iekārtās sauc par aukstuma aģentu. Tām adiabatiski izplešoties pa nogriezni 1–2, temperatūra pazeminās no T līdz T_{dz} , tad izplešas pa izotermu 2–3, saņemot siltumu q_2 no dzesinātāja pastāvīgā temperatūrā T_{dz} . Pa nogriezni 3–4 aukstuma aģentu adiabatiski saspiež, temperatūra tam paaugstinās no T_{dz} līdz sākotnējai temperatūrai T . Pa nogriezni 4–1 turpinās aukstuma aģenta izotermiska saspiešana un tas atdod siltumu q_1 sildītājam. Cikla veikšanai ir patērēts darbs no ārpusē $l_c = S_{12341}$, kā rezultātā no dzesinātāja ar temperatūru T_{dz} saņemts siltums q_2 , un sil-

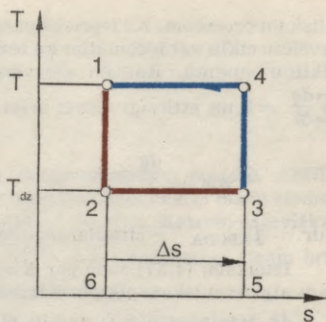


4.19. att. Apgrieztais Karno cikls p,v koordinātes.

ditājam ar temperatūru T atdods siltums q_1 .

Karno cikla aukstuma koeficients aprēķināms šādi:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \\ &= \frac{S_{23562}}{S_{41654} - S_{23562}} = \\ &= \frac{\Delta s T_{dz}}{\Delta s T - \Delta s T_{dz}} = \\ &= \frac{T_{dz}}{T - T_{dz}} \end{aligned} \quad (4.35)$$



4.20. att. Apgrieztais Karno cikls T, s koordinātes.

4.4.3. Otrā termodinamikas likuma analītiskā izteiksme

Otrā termodinamikas likuma analītiskā izteiksme atšķiras atgriezeniskam procesam no neatgriezeniskā.

Atgriezeniskam Karno ciklam

$$\eta_k^a = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \text{ no kurienes}$$

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{vai} \quad \frac{q_2}{T_2} = \frac{q_1}{T_1}.$$

q_2 ir aizvadāmais siltuma daudzums, tā zīme ir negatīva un arī attiecība $\frac{q_2}{T_2}$ ir ar negatīvu zīmi. Tātad, algebriskā summa siltuma un temperatūras attiecībai, ja notiek siltuma pievadīšana un aizvadīšana, ir nulle:

$$\sum \frac{q}{T} = 0. \quad (4.36)$$

Šis apgalvojums ir spēkā arī jebkuram atgriezeniskam ci-

kliskam procesam. Kā iepriekš parādīts (4.16. att.), jebkuru brīvi izvēlētu ciklu var iedomāties kā bezgalīgi liela skaita mazu Karno ciklu summu. Katram atsevišķam mazam Karno ciklam $\sum \frac{dq}{T} = 0$ un attiecīgi visam brīvi izvēlētam ciklam ABCDA:

$$\oint_{\text{ABCD A}} \frac{dq}{T} = 0, \quad (4.37)$$

kur $\oint_{\text{ABCD A}}$ – cirkulārais integrālis pa noslēgtu kontūru.

Izteiksmi (4.37) sauc par *Klauziusa integrāli*. Tātad, jebkuram atgriezeniskam ciklam Klauziusa integrālis ir nulle.

Ja zemintegrāļa funkciju cirkulāram integrālim apzīmē $\frac{dq}{T} = ds$, tad Klauziusa integrāli raksta šādi:

$$\oint_{\text{ABCD A}} ds = 0.$$

No matemātikas zināms, ka, ja cirkulārais integrālis ir nulle, tad zemintegrāļa funkcijas diferenciālis ir pilnais diferenciālis. Attiecīgi arī ds ir pilnais diferenciālis funkcijai s . Šī funkcija s nav atkarīga no procesa, bet tikai no sākuma un beigu stāvokļiem. *Klauziuss* šo termodinamisko stāvokļa parametru nosauca par *entropiju*.

Atgriezeniskam Karno ciklam raksta šādi:

$$\oint_{\text{ABCD A}} \frac{dq}{T} = \oint_{\text{ABCD A}} ds = 0, \quad (4.38)$$

vai

$$dq = Tds. \quad (4.39)$$

Vienādojumi (4.38) un (4.39) ir otrā termodinamikas likuma analītiskās izteiksmes atgriezeniskiem procesiem.

Neatgriezeniskam Karno ciklam

$$\eta_k^n = 1 - \frac{q_2}{q_1} < \eta_k^a = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \text{ seko, ka}$$

$$-\frac{q_2}{q_1} < -\frac{T_2}{T_1} \quad \text{vai} \quad \frac{q_2}{T_2} > \frac{q_1}{T_1} \quad \text{vai}$$

$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} < 0$, tas ir

$$\sum \frac{q}{T} < 0. \quad (4.40)$$

Jebkuru brīvi izvēlētu neatgriezenisku procesu ABCDA (4.16. att.) var iedomāties kā bezgalīgi liela skaita mazu elementāro neatgriezenisko Karno ciklu summu. Katram atsevišķam neatgriezeniskam ciklam $\sum \frac{dq}{T} < 0$ un attiecīgi visam brīvi izvēlētam neatgriezeniskam ciklam ABCDA

$$\oint_{\text{ABCD A}} \frac{dq}{T} < 0. \quad (4.41)$$

Bet darba vielai, kura veic ciklu, $\int_{\text{ABCD A}} ds = 0$, attiecīgi:

$$\oint_{\text{ABCD A}} \frac{dq}{T} < \oint_{\text{ABCD A}} ds = 0. \quad (4.42)$$

Tātad atgriezeniskam procesam, kurš saistīts ar entropijas pieaugumu, salīdzinājumā ar atgriezenisko procesu:

$$dq < Tds. \quad (4.43)$$

Vienādojumi (4.42) un (4.43) ir otrā termodinamikas likuma analitiskās izteiksmes neatgriezeniskiem procesiem.

Otram termodinamikas likumam ir vairāki formulējumi. Karno cikla piemērā ir redzams, ka nepieciešama temperatūras starpība starp sildītāja temperatūru un dzesinātāja temperatūru. Nepieciešams arī, lai cikls daļu sava siltuma atdotu dzesinātājam. Ja cikla sākuma un beigu temperatūras ir vienādas, tad darbu nevar iegūt.

Siltuma enerģijas pārveidošanai mehāniskajā jāievēro nosacījumi, kas apvienoti otrajā termodinamikas likumā.

1. Siltuma enerģijas pārveidošanai mehāniskajā enerģijā bez sildītāja nepieciešams dzesinātājs ar zemāku temperatūru.

2. Vielas ar viszemāko temperatūru siltums dotajā sistēmā nav lietojams kā mehāniskās enerģijas avots.

3. Sildītāja siltumu cikliskā procesā nevar pilnīgi pārvērst darbā. Lietderības koeficients nekad nevar sasniegt 1.

4. Siltums nevar pāriet no aukstās vielas uz silto. Lai to izdarītu jāpatērē mehāniskais darbs.

Karno pierādīja, ka cikla lietderības koeficients nav atkarīgs no darba vielas, kādu izmanto cikla veikšanai vienās un tajās pašās temperatūras robežās. Tas labi redzams termiskā lietderības koeficienta izteiksmē, kas satur tikai temperatūras. Karno ciklam ir maksimālais lietderības koeficients salīdzinājumā ar citiem cikliem tajās pašās temperatūras robežās.

4.4.4. Izolētas termodinamiskas sistēmas īpašība un entropijas fizikālā jēga

Ja izolēta termodinamiska sistēma sastāv no sildītāja, dzesinātāja un darba vielas, kas veic atgriezenisko Karno ciklu starp sildītāju un dzesinātāju, tad šādai sistēmai maksimālo darba spēju izsaka ar vienādojumu:

$$L_1 = Q_1 \eta_k = Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right).$$

Siltuma daudzumu, kuru darba viela aizvada uz dzesinātāju, aprēķina:

$$Q_2 = Q_1 - L_1 = Q_1 - Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = Q_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right).$$

Apskatāmās izolētās sistēmas entropijas izmaiņa ir sildītāja entropijas samazināšanās $\Delta s_1 = -\frac{Q_1}{T_1}$ un dzesinātāja entropijas pieauguma $\Delta s_2 = \frac{Q_2}{T_2}$ algebriskā summa:

$$\Delta s = \Delta s_1 + \Delta s_2 = -\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = -\frac{Q_1}{T_1} + \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{Q_1}{T_2} = 0.$$

Ja sildītājs vispirms savu siltumu Q_1 atdod kādam starpķermenim, kura temperatūra $T_1' < T_1$, tad sildītājā entropija samazināsies $\Delta s_1 = -\frac{Q_1}{T_1}$, bet starpķermeņa entropija pieaugs par $\Delta s_2 = \frac{Q_1}{T_1'}$. Ja šis siltuma apmaiņas process ir neatgriezenisks, tad šādas izolētas termodinamiskas sistēmas entropija pieaug par lielumu

$$\Delta s_{\text{neatgr}} = \Delta s_1 + \Delta s_2 = -\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_1}{T_1'} = Q_1 \left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (4.44)$$

Pēc iepriekš aprakstītā siltumapmaiņas procesa par siltuma avotu uzskata starpķermeni ar temperatūru T_1' . Ja realizējam atgriezenisko Karno ciklu starp šo starpķermeni un dzesinātāju, tad iegūst sistēmas maksimālo darbaspēju L_2 :

$$L_2 = Q_1 \eta_k = Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1'} \right).$$

Visas sistēmas darbaspēja kopumā samazināsies par ΔL , jo šajā sistēmā pirmais notiekošais termodinamikas process ir neatgriezenisks.

$$\begin{aligned} \Delta L = L_1 - L_2 &= Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) - Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1'} \right) = \\ &= Q_1 \left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1} \right) T_2. \end{aligned} \quad (4.45)$$

Izmantojot izteiksmi (4.44), raksta šādi:

$$\Delta L = T_2 \Delta s_{\text{neatgr}}. \quad (4.46)$$

Šo izteiksmi sauc par *Hjū–Stodolas* vienādojumu par godu franču fiziķim *M.Hjū* un slovāku siltumtehniķim *A.Stodolam*. *M.Hjū* ieguva šo izteiksmi (1889.g.), bet praktiski izmantoja *A.Stodola*.

Lielums ΔL nosaka darba zudumu, kāds rodas izolētā termodinamiskā sistēmā, ja tajā norit neatgriezenisks process. Jo neatgriezeniskāks process, jo vairāk pieaug entropija un jo mazāku darbu veic sistēma (jo lielāki darba zudumi). **Entropija ir enerģijas degradācijas mērs izolētās termodinamiskās sistēmās.**

4.5. Ekserģija un tās veidi

Pamatojoties uz otro termodinamikas likumu iespējams noteikt to darbu, kādu termodinamiskā sistēma varētu veikt dotajos ārējos apstākļos, ja notiktu līdzsvara process (atgriezie-

nisks process) un to darbu, kādu šī sistēma veic reālos apstākļos, t.i., neatgriezeniskā procesā.

Apskatot izolētu termodinamisku sistēmu, izvēlas sildītāju ar temperatūru T_1 , par dzesinātāju izmanto apkārtējo vidi ar temperatūru T_0 . Darba viela veic ciklisku termodinamisku procesu starp sildītāju un apkārtējo vidi, pārnesot siltumu Q_1 . No sildītāja ar temperatūru T_1 atņemtais siltums Q_1 atgriezeniskā cikliskā procesā ar apkārtējo vidi spēj veikt maksimāli iespējamo darbu. Šo sistēmas maksimāli iespējamo derīgo darbu sauc par *darbaspēju* jeb *ekserģiju*. Protams, maksimālo derīgo darbu sistēma pastrādās ar sildītāja siltumu Q_1 , veicot atgriezenisko Karno ciklu temperatūru robežās no T_1 līdz T_0 :

$$L_{\max} = \eta_k Q_1,$$

$$\text{kur } \eta_k = 1 - \frac{T_0}{T_1}.$$

Siltuma Q_1 ekserģija, t.i., maksimālā darbaspēja

$$L_{\max} = Q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) \quad (4.47)$$

būs jo lielāka, jo mazāka būs temperatūru attiecība $\frac{T_0}{T_1}$. Robežgadījums ir $T_1 = T_0$, kad $L_{\max} = 0$.

Derīgo darbu, kādu veiks sildītāja izdalītais siltums Q_1 , atrod kā siltumu starpību starp Q_1 un dzesinātājā (šajā gadījumā apkārtējai videi) atdoto siltumu Q_2 :

$$L_1 = Q_1 - Q_2.$$

Ja ar Δs_0 apzīmē apkārtējās vides entropijas pieaugumu, tad $Q_2 = T_0 \Delta s_0$ un

$$L_1 = Q_1 - T_0 \Delta s_0. \quad (4.48)$$

Ja izolētā sistēmā norisinās tikai līdzsvara procesi, tad sistēmas entropija nemainās, jo dzesinātāja entropijas pieaugums Δs_0 ir vienāds ar sildītāja entropijas samazinājumu Δs_1 . Uz siltuma Q_1 rēķina iegūst šādu maksimālo derīgo darbu:

$$L_{\max} = Q_1 - T_0 \Delta s_1. \quad (4.49)$$

Ja izolētā sistēmā norisinās nelīdzsvara, t.i., reāli jeb atgrie-

zeniski procesi, tad darbu, kādu veic termodinamiskā sistēma, izsaka ar vienādojumu (4.48). Siltuma Q_1 darba zudumus ΔL izsaka ar vienādojumu

$$\Delta L = L_{\max} - L_1 = T_o(\Delta s_o - \Delta s_1),$$

kur $\Delta s_o - \Delta s_1 = \Delta s_{\text{sis}}$ ir entropijas izmaiņa izolētai sistēmai, kas sastāv no sildītāja un apkārtējās vides. Tātad

$$\Delta L = T_o \Delta s_{\text{sis}}. \quad (4.50)$$

Iegūst to pašu *Hjū–Stodolas* vienādojumu, kas izsaka reālos darba zudumus nelīdzsvara procesos.

Ekserģijas vispārīga definīcija nosaka vielas maksimālo darbaspēju atgriezeniskā procesā ar apkārtējo vidi. No tās patērē siltumu darba veikšanai, lai nodrošinātu līdzsvara iestāšanos starp atgriezeniskā procesā darbojošiem matērijas veidiem un apkārtējās vides komponentiem.

Ekserģiju daļa divos veidos:

- 1) ekserģija enerģijai, ko neraksturo ar entropiju un tai ekserģija ir vienāda ar enerģiju lielumu $e = E$, (piemēram, mehaniskā, elektriskā u.c. enerģija);
- 2) ekserģija enerģijai, ko raksturo ar entropiju, $e \neq E$ (piemēram, iekšējā enerģija, starojuma enerģija, termomehāniskā, nulles jeb ķīmiskā enerģija).

Šo enerģiju iedala trīs paveidos:

- a) ekserģija vielai slēgtā tilpumā;
- b) ekserģija vielu plūsmai;
- c) ekserģija enerģiju plūsmai.

Ekserģija vielai slēgtā tilpumā sastāv no termomehāniskās (fizikālās), nulles (ķīmiskā — periodiskā darbības reaktors) un starojuma enerģijām. Ekserģija vielu plūsmai sastāv no fizikālās un ķīmiskās ekserģijas. Ekserģija enerģiju plūsmai sastāv no siltuma plūsmas ekserģijas un starojuma ekserģijas.

4.5.1. Ekserģija vielai slēgtā tilpumā

Ekserģiju vielai slēgtā tilpumā e_v apskata slēgtās termodinamiskās sistēmās. Mērķis ir noteikt maksimālo darbu, ko var veikt viela ar sākotnējiem parametriem p, v, T, u, h, s veicot atgriezenisku pāreju uz līdzsvaru ar apkārtējo vidi, kur darba vielas parametri kļūst $p_o, v_o, T_o, u_o, h_o, s_o$. Lai viela pārietu uz līdzsvara stāvokli ar apkārtējo vidi, nepieciešams izmainīt šīs

vielas iekšējo enerģiju, pievadot vai aizvadot siltumu, vai arī šai vielai veikt darbu, jo pēc pirmā termodinamikas likuma $du = dq - dl$.

Atgriezeniskā procesā siltuma pievadišana vai aizvadišana apkārtējā vidē norit konstantā temperatūrā un tā ir vienāda ar vides temperatūru T_o , tas nozīmē, ka $dq = T_o ds$. Tad ekserģija vielai slēgtā tilpumā de_v ir vienāda ar darbu dl , no kā atskaita darbu, ko viela patērē, lai pārvarētu apkārtējās vides spiedienu $p_o dv$, t.i.:

$$\begin{aligned} de_v &= dl - p_o dv = dq - du - p_o dv = \\ &T_o ds - du - p_o dv, \end{aligned} \quad (4.51)$$

un pēc integrēšanas

$$\begin{aligned} e_v &= T_o(s_o - s) - (u_o - u) - p_o(v_o - v) = \\ &= (u - u_o) - T_o(s - s_o) + p_o(v - v_o) \end{aligned} \quad (4.52)$$

Ja lielumi p_o , v_o , T_o , u_o un s_o ir konstanti lielumi, tad izteiksme (4.52) raksta šādi:

$$e_v = u - T_o s + p_o v + c, \quad (4.53)$$

kur $c = -u_o + T_o s_o - p_o v_o = \text{const}$.

Ekserģija e_v vielas un vides stāvokļa parametrs — ekserģētiskā funkcija.

4.5.2. Ekserģija vielu plūsmai

Lai noteiktu termodinamisko ekserģiju vielu plūsmai, jāatrod maksimālais darbs, kādu plūsma veiktu atgriezeniskā pārejā no dotā stāvokļa ar parametriem p , v , T , u , h , s uz līdzsvara stāvokli ar apkārtējo vidi, kas raksturota ar parametriem p_o , v_o , T_o , u_o , h_o , s_o . Vielās plūsmas ekserģija e atšķiras no ekserģijas vielai slēgtā tilpumā e_v par darba lielumu, kādu patērē plūsmas pārvietošanai. Galīgai stāvokļa izmaiņai darbs būs $p_o v$, no kura izskaitļots darbs $p_o v$, kas patērēts vides spiediena spēka pārvarēšanai:

$$pv - p_o v = v(p - p_o).$$

Vielu plūsmas ekserģija

$$e = e_v + v(p - p_o). \quad (4.54)$$

Ievietojot e_v vērtību no izteiksmes (4.52), iegūst

$$e = (u + pv) - T_0s - u_0 + T_0s_0 + p_0v - p_0v_0 - p_0v_0.$$

Ievērojot, ka $u + pv = h$, un $-u_0 + T_0s_0 - p_0v_0 = c$, pārraksta pēdējo izteiksmi

$$e = h - T_0s + c. \quad (4.55)$$

Funkcija e ir ekserģētiskā funkcija, jo tās lielumu nosaka vides un vielas parametri.

Parasti aprēķinos nosaka enerģijas izmaiņas Δe_v un Δe divos dažādos sistēmas stāvokļos:

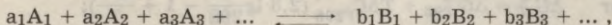
$$\Delta e_v = \Delta u - T_0\Delta s + p_0\Delta v; \quad (4.56)$$

$$\Delta e = \Delta h - T_0\Delta s. \quad (4.57)$$

4.5.3. Ķīmiskā (nulles) ekserģija

Ķīmiskā jeb nulles ekserģija e_0 ir saistīta ar ķīmisko potenciālu vienlīdzību starp vielas atbilstošiem komponentiem un apkārtējo vidi un to mēra ar darbu, ko var veikt atgriezeniskā procesā izveidojoties līdzsvaram starp vielu komponentiem un atbilstošiem apkārtējās vides komponentiem spiedienā p_0 un temperatūrā T_0 . Vielu savstarpējās iedarbības procesi ar apkārtējo vidi ir saistīti ar masas apmaiņu, bet tie ne vienmēr norit ar ķīmisko reakciju. Piemēram, sadalīšanas procesi, maisīšana un šķīdināšana. Ķīmiskos reaktoros nulles ekserģija ir galvenā. Lai noteiktu e_0 , jāzin apkārtējās vides sastāvs. Tomēr apkārtējās vides sastāvs ir visai nevienmērīgs, tāpēc e_0 absolūto vērtību aprēķinu ar tādu precizitāti kā e un e_v aprēķinu nevar iegūt, tādēļ e_0 aprēķinus vienkāršo.

Aprēķināsim nulles ekserģiju ķīmiskai reakcijai. Pieņemsim, ka ķīmiskā reaktorā norit reakcija



kur $a_1, a_2 \dots$ un $b_1, b_2 \dots$ – stehiometriskie koeficienti reaģentiem $A_1, A_2 \dots$ un produktiem $B_1, B_2 \dots$

Nulles jeb ķīmisko ekserģiju rēķina pēc vielu plūsmas ekserģijas e aprēķina izteiksmes (4.55). Ja reakcija norit temperatūrā $T = 298\text{K}$, tad ķīmiskās reakcijas ekserģija $E_{kr}(\text{kJ/mol})$

nosakāma pēc izteiksmes

$$E_{kr} = \Delta G_{298}^{\circ} - \sum_j E_{o,j}, \quad (4.58)$$

$$\begin{aligned} \text{kur } \Delta G_{298}^{\circ} &= \sum_i a_i (\Delta G_{298}^{\circ})_i^r - \sum_i b_i (\Delta G_{298}^{\circ})_i^{pr} = \\ &= \sum_i a_i (\Delta H_{298}^{\circ})_i^r - \sum_i b_i (\Delta H_{298}^{\circ})_i^{pr} - \\ &- T_o \left[\sum_i a_i (s_{298}^{\circ})_i^r - \sum_i b_i (s_{298}^{\circ})_i^{pr} \right]; \end{aligned}$$

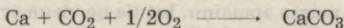
ΔG_{298}° – standarta izobāri–izotermiskais potenciāls jeb Gibbsa enerģijas izmaiņa, ja $T = 298 \text{ K}$, (kJ/mol);

$(\Delta H_{298}^{\circ})^r$ un $(\Delta H_{298}^{\circ})^{pr}$ – entalpijas (rašanās siltumu) standarta vērtības reaģentiem un atbilstoši produktiem, (kJ/mol);

$(s_{298}^{\circ})^r$ un $(s_{298}^{\circ})^{pr}$ – entropijas absolūtās vērtības standarta apstākļos reaģentiem un produktiem, (kJ/mol.K);

$\sum E_{o,j}$ – nulles ekserģiju summa papildus vielām, kuras piedalās reakcijā (stehiometriskā reakcijas vienādojuma kreisā pusē ņemta parametrs p_o un T_o).

Piemēram, CaCO_3 iegūšanas reakcijā



par blakus vielām uzskata O_2 un CO_2 .

Ja ķīmiskā reakcija norit augstākās temperatūrās kā 298K , tad reakcijas nulles ekserģiju nosaka šādi:

$$E_{kr} = \Delta G_T^{\circ} - \sum_j E_{o,j}, \quad (4.59)$$

$$\text{kur } \Delta G_T^{\circ} = \Delta G_{298}^{\circ} + T \Delta C_{p298} (2,3 \lg \frac{T}{298} - 1 + \frac{298}{T});$$

$$\Delta C_{p298} = \sum_i a_i (C_{p298})_i^r - \sum_i b_i (C_{p298})_i^{pr},$$

$(C_{p298})_i^r$ un $(C_{p298})_i^{pr}$ – molārie izobārie īpatnējie siltumi temperatūrā 298K reaģentiem un produktiem, [kJ/(mol.K)].

Izskaitļojot ΔG°_T jāņem ΔC_{p298} absolūtās vērtības.

Ja papildus vielas apkārtējā vidē nav savienojumu veidā, bet ir nesaistītas (kā, piemēram, atmosfēras gaisa gāzes), tad nulles ekserģiju j -tam vielas komponentam $E_{o,j}$ nosaka kā minimālo darbu, kas jāpastrādā, lai to iegūtu tīrā veidā apkārtējās vides parametros p_o un T_o . Tad atbilstoši izteiksmei (4.55) raksta šādi:

$$\begin{aligned} E_{o,j} &= \Delta H_o + T_o(s_o - s) = T_o(s_o - s) = \\ &= R_{v_j} T_o \ln\left(\frac{p_o}{p_j}\right), \end{aligned} \quad (4.60)$$

kur $\Delta H_o = 0$, ja $T_o = \text{const}$ jebkurai gaisa komponentam, ja gaisu uzskata par ideālu gāzu maisījumu.

Tā kā j -tās vielas komponenta parciālais spiediens maisījumā

$$p_j = y_j p_o = z_j p_o,$$

kur y_j un z_j tilpuma un mola daļas katram komponentam maisījumā, tad izteiksmei (4.60) pārveido šādi:

$$E_{o,j} = R_{v_j} T_o \ln\left(\frac{1}{z_j}\right). \quad (4.61)$$

Ekserģija gaisa plūsmai ir ($\Delta h_o = 0$):

$$\begin{aligned} e &= h - T_o s + c + e_o = c_{p_m}(T - T_o) - \\ &- T_o [c_{p_m} \ln\left(\frac{T}{T_o}\right) - R \ln\left(\frac{p}{p_o}\right)] + \sum R_i T_o \ln\left(\frac{1}{y_i}\right) = \\ &= c_{p_m}(T - T_o) - T_o [c_{p_m} \ln\left(\frac{T}{T_o}\right) - R \ln\left(\frac{p}{p_o}\right) - \sum R_i \ln\left(\frac{1}{y_i}\right)], \end{aligned}$$

kur y_i – komponenta tilpuma daļa gaisā;

Δs – entropijas izmaiņas uzrakstītas izmantojot izteiksmei

$$s_2 - s_1 = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right).$$

4.5.4. Siltuma plūsmas ekserģija

Siltuma plūsmas ekserģiju e_q aprēķina pēc izteiksmes

$$e_q = \sum_{i=1}^n dq_i \frac{T_i - T_o}{T_i} = \sum_{i=1}^n dq \tau_{e_i}, \quad (4.62)$$

kur $\tau_e = 1 - \left(\frac{T_o}{T}\right)$ – apzīmē par *ekserģētisko temperatūras funkciju*.

Atsevišķā gadījumā ja $T = \text{idem}$ un $\tau_e = 1 - \left(\frac{T_o}{T}\right) = \text{idem}$, formulu (4.62) pārveido šādi

$$e_q = q \tau_e. \quad (4.63)$$

Funkcija τ_e ir universāla. Tā ir derīga maksimālās darbaspējas novērtēšanai cikliskos un vaļējos termodinamiskos procesos.

Pierādīsim, ka parciālais atvasinājums termomehāniskai plūsmas ekserģijai pēc entalpijas konstantā spiedienā ir vienāds ar τ_e :

$$\left(\frac{\partial e}{\partial h}\right)_p = \tau_e \quad (4.64)$$

Tā kā $(\partial h)_p = dq_p$ jeb $(\Delta h)_p = q_p$, tad no vienādojumiem (4.62) un (4.63) izriet, ka

$$(\Delta e)_p = (\Delta h)_p \tau_e = q_p \tau_e = (e_q)_p, \quad (4.65)$$

t.i., darba vielas plūsmas ekserģijas izmaiņa izobārā procesā ir vienāda ar siltuma plūsmas ekserģiju e_q izobārā procesā. Visos siltuma apmaiņas procesos, kuri norisinās konstantā spiedienā, siltuma plūsmas ekserģiju var izskaitļot kā vielu plūsmas ekserģiju starpību Δe . Tas ievērojami vienkāršo aprēķinus, kad e_q tiešs aprēķins ir darbietilpīgs (piemēram, mainīgās temperatūrās).

4.5.5. Starojuma ekserģija

Starojuma ekserģiju e_e aprēķina kā maksimālo darbu, kurš veicams atgriezeniskā procesā pievadot šo starojumu līdzsvara stāvoklī ar apkārtējo vidi (ja T_o).

$$\varepsilon_{\varepsilon} = \varepsilon C_o \left\{ \left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_o}{100} \right)^4 - \frac{4}{3} T_o \left[\left(\frac{T}{100} \right)^3 - \left(\frac{T_o}{100} \right)^3 \right] \right\},$$

(4.66)

kur ε – virsmas melnuma pakāpe;

C_o – absolūti melna ķermeņa starojuma koeficients.

4.6. Energoķīmisku tehnoloģisko sistēmu analīzes metodes

Energoķīmisku tehnoloģisko sistēmu (EĶTS) termodinamiskās analīzes vienkāršākā metode ir enerģētiskā metode, kas balstās uz pirmo termodinamikas likumu. Ar šo metodi novērtē enerģijas zudumus EĶT sistēmā un šīs sistēmas atsevišķos posmos jeb elementos, noteic procesus, kuros ir vislielākie enerģijas zudumi. Aprakstītās metodes būtiskais trūkums ir tas, ka neievēro dažādu enerģiju veidu vērtību, t.i., tās praktisko nodēribu. Tas nav pareizi no otrā termodinamikas likuma viedokļa, kas raksturo enerģijas kvalitāti. Reālie procesi norit ar enerģijas zudumiem, kas saistīti ar procesu neatgriezenību. Tāpēc praktiski pielieto divas termodinamiskās analīzes metodes, kas ievēro procesu neatgriezenību. Šīs ir *entropijas* un *ekserģijas* metodes. Abas metodes pamatotas *R.Klauziusa*, *D.Gibsa*, *A.Stodolas* u.c. zinātnieku darbos, balstās uz otro termodinamikas likumu un tām ir viens un tas pats uzdevums: atklāt darbaspēju zudumus, kas saistīti ar neatgriezenību reālos procesos. Ar ekserģētisko metodi iespējams veikt daudz rūpīgāku un pamatīgāku EĶTS analīzi un noskaidrot pašas efektīvākās metodes enerģētisko resursu zudumu samazināšanai, vienlaicīgi paaugstinot tehnoloģiskos rādītājus.

4.6.1. Entropijas metode

EĶTS termodinamiskā analīzes metode bāzējas uz pirmo un otro termodinamikas likumu, ļauj iegūt sakarību starp ārējām enerģētiskām plūsmām (siltuma un darba daudzumiem) un sistēmas parametriem, kā arī starp dažiem iekšējiem parametriem. Izmantojot sistēmas siltuma bilanci, izrēķina šīs sistēmas raksturojošos koeficientus un tos salīdzina ar ideālu termodinamisko procesu analogiskiem lielumiem. Tā var noteikt sistēmā kópējos darba zudumus, saistītus ar procesa neatgriezeniskumu.

Ja sistēmas inženiertehniskai analīzei ar tiem datiem nepieciešams, tad ciklu analīzi papildina ar entropijas pieauguma aprēķiniem sistēmas atsevišķās daļās.

Lai novērtētu sistēmas vai iekārtas efektivitāti termodinamiski, jāatbild uz četriem jautājumiem:

1. Cik liels ir lietderības koeficients atgriezeniska cikla iekārtai, no kādiem faktoriem tas ir atkarīgs un kas jādara, lai to palielinātu?
2. Cik lieli ir zudumi no neatgriezenības reālā iekārtā?
3. Kā šie zudumi ir sadalīti pa iekārtas atsevišķiem elementiem?
4. Kādas iekārtas daļas uzlabošanai jāpievērš īpaša uzmanība, lai samazinātu neatgriezeniskuma pakāpi, lai palielinātu tā cikla lietderības koeficientu, pēc kura strādā iekārta?

Iekārtas termodinamisko analīzi veic divos posmos: 1) analizē atgriezenisko ciklu; 2) analizē neatgriezenisko ciklu, izceļot un uzskaitot galvenos neatgriezeniskuma cēloņus. Pieņemts saukt atgriezeniskā cikla lietderības koeficientu par *termisko lietderības koeficientu* η_t :

$$\eta_t = \frac{q_c}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{l_c}{q_1}, \quad (4.67)$$

bet reālā (neatgriezeniskā) cikla lietderības koeficientu par *iekšējo* η_i :

$$\eta_i = \frac{l_c^r}{q_1}, \quad (4.68)$$

kur l_c^r – reālā cikla darbs.

Iekšējais lietderības koeficients raksturo darba vielas veikto procesu pilnības (kvalitātes) pakāpi.

Konkrēta atgriezeniska cikla pilnības pakāpi raksturo *relatīvais termiskais lietderības koeficients* η_{ot} , kurš salīdzina šī cikla termisko lietderības koeficientu ar Karno cikla lietderības koeficientu tai pašā temperatūrā:

$$\eta_{ot} = \frac{\eta_t}{\eta_k}. \quad (4.69)$$

Lai novērtētu, par cik dotais reālais (neatgriezeniskais) cikls ir tehniski nepilnīgāks par teorētisko (atgriezenisko), izmanto *relatīvo iekšējo lietderības koeficientu* ciklam η_{oi} :

$$\eta_{oi} = \frac{\eta_i}{\eta_t} = \frac{l_c^r}{l_c} \quad (4.70)$$

Bez darba zudumiem procesu neatgriezeniskuma dēļ visam ciklam, ko izsaka relatīvais iekšējais lietderības koeficients η_{oi} , reālos procesos parādās darba zudumi, ko izsauc siltuma, mehānisko, ķīmisko un elektrisko procesu neatgriezeniskums atsevišķās cikla vietās. Tāpēc reālas iekārtas efektivitāti kopumā raksturo *efektīvais* lietderības koeficients η_{ef} , kas ir patērētajam atdotās enerģijas (siltuma vai darba veidā) attiecība pret to enerģiju (arī siltuma vai darba veidā), kas iekārtai ir pievadīta. Sistēmas efektivitāti var novērtēt ar tās darbaspēju, t.i., izskaitļojot darbaspējas zudumus katrā atsevišķā sistēmas elementā, nosaka šos zudumus visai sistēmai kopumā.

Nepieciešamie sistēmas elementi ir iekārtas, kurās pievadot enerģiju no ārpusē notiek saspiešana (kompresori, turbokompresori, sūkņi u.c.) un iekārtas, kas veic darbu vielai izplešoties (tvaika un gāzes turbīnas, detanderi, turbodetanderi u.c.).

Reālie saspiešanas un izplešanās procesi norit ar zudumiem, ko izraisa šo procesu neatgriezeniskums un tāpēc iekšējo relatīvo lietderības koeficientu katram sistēmas j-tajam elementam aprēķina šādi:

a) izplešanās iekārtām

$$\eta_{oi,j}^{iz} = \frac{l_{iz,j}^r}{l_{iz,j}} \quad (4.71)$$

kur $l_{iz,j}^r$ un $l_{iz,j}$ — reālais un teorētiskais izplešanās darbs j-tam sistēmas elementam;

b) iekārtām, kurās notiek darba vielas saspiešana

$$\eta_{oi,j}^s = \frac{l_{s,j}}{l_{s,j}^r} \quad (4.72)$$

kur $l_{s,j}$ un $l_{s,j}^r$ — teorētiskais un reālais saspiešanas darbs j-tam sistēmas elementam, kas veikts ar enerģiju, ko pievada no ārpusē. Reālam saspiešanas procesam patērētais darbs ir lielāks nekā teorētiskam par tādu enerģijas daudzumu, kāds zūd neatgriezeniskuma dēļ.

Tāpēc iekārtai atgriezeniskā cikla darbs ir

$$l_c = \sum_{j=1}^{j=n} l_{iz,j} - \sum_{j=1}^{j=n} l_{c,j}, \quad (4.73)$$

bet neatgriezeniskā (reālā) cikla darbs ir

$$l_c^r = \sum_{j=1}^{j=n} l_{iz,j}^r - \sum_{j=1}^{j=n} l_{c,j}^r, \quad (4.74)$$

vai ievērojot izteiksmes (4.71) un (4.72) raksta:

$$l_c^r = \sum_{j=1}^{j=n} l_{iz,j} \eta_{oi,j}^{iz} - \sum_{j=1}^{j=n} \left(\frac{l_{s,j}}{\eta_{oi,j}^s} \right). \quad (4.75)$$

Pēc izteiksmes (4.70), uzraksta relatīvo iekšējo lietderības koeficientu ciklam

$$\eta_{oi} = \frac{\sum_{j=1}^{j=n} l_{iz,j} \eta_{oi,j}^{iz} - \sum_{j=1}^{j=n} \left(\frac{l_{s,j}}{\eta_{oi,j}^s} \right)}{\sum_{j=1}^{j=n} l_{iz,j} - \sum_{j=1}^{j=n} l_{s,j}}. \quad (4.76)$$

Cikla absolūto iekšējo lietderības koeficientu η_i izsaka ievērojot izteiksmes (4.76), (4.73), (4.67):

$$\begin{aligned} \eta_i &= \eta_{oi} \cdot \eta_t = \\ &= \frac{\sum_{j=1}^{j=n} l_{iz,j} \eta_{oi}^{iz} - \sum_{j=1}^{j=n} \left(\frac{l_{s,j}}{\eta_{oi,j}^s} \right)}{l_c} \cdot \frac{l_c}{q_1} = \\ &= \frac{\sum_{j=1}^{j=n} l_{iz,j} \eta_{oi}^{iz} - \sum_{j=1}^{j=n} \left(\frac{l_{s,j}}{\eta_{oi,j}^s} \right)}{q_1}. \end{aligned} \quad (4.77)$$

Zudumus katrā sistēmas elementā raksturo efektīvais lietderības koeficients sistēmas elementam $\eta_{e,j}$. Sareizinot visus sistēmas elementu efektīvos lietderības koeficientus un absolūto iekšējo lietderības koeficientu, iegūst absolūto efektīvo lietderības koeficientu visai sistēmai η_c :

$$\eta_e = \eta_{oi} \eta_t \prod_{j=1}^{j=n} \eta_{e,j} \quad , \quad (4.78)$$

kur $\prod_{j=1}^{j=n} \eta_{e,j}$ — efektīvo lietderības koeficientu reizinājums,

kas raksturo neatgriezeniskos zudumus visos sistēmas n elementos.

Absolūtais efektīvais lietderības koeficients η_e rāda, kāda daļa no sistēmai izdalītā siltuma pārvēršas derīgā darbā, ko atdod ārējam patērētājam:

$$l_{\text{der}} = \eta_e q_1, \quad (4.79)$$

kur l_{der} — derīgais darbs.

Lielums Δq izsaka sildītāja siltuma q_1 daļu, kas netiek pārvērsta darbā un ietver dzesinātājam atdoto siltumu q_2 , kā arī siltuma zudumus q_z , kas saistīts ar procesu neatgriezeniskumu iekārtas atsevišķos elementos berzes rezultātā, zudumiem apkārtējā vidē u.c.

$$\Delta q = (1 - \eta_e) q_1 \quad (4.80)$$

$$\Delta q_z = l_c - l_{\text{der}}, \quad (4.81)$$

kur l_c — atgriezeniska cikla darbs.

Lietojot izteiksmes (4.67) un (4.79), raksta, ka

$$\Delta q_z = \eta_t q_1 - \eta_e q_1 = (\eta_t - \eta_e) q_1, \quad (4.82)$$

bet tā kā atgriezeniska cikla maksimālo darbu var iegūt tikai veicot atgriezenisko Karno ciklu, tad maksimālās darbaspējas zudumi sistēmā Δl_z ir vienādi ar maksimāliem siltuma zudumiem Δq_z :

$$\Delta l_z = q_1(\eta_k - \eta_e). \quad (4.83)$$

Atšķirībā no enerģētiskām iekārtām, EKTS bez mašīnām ir ļoti dažādi tehnoloģiskie aparāti, kuri neveic darbu. Šajos aparātos lielus zudumus izraisa neatgriezeniskums temperatūru starpības, ķīmisko reakciju u.c. cēloņu rezultātā. Ar šo termodinamiskās analīzes entropijas metodi šie zudumi ir ievēroti, nosakot lietderības koeficientu η_e analizējamai iekārtai. Tomēr šo zudumu noteikšana ir apgrūtināta un, analizējot EKTS ar

ciklu metodi, ļoti svarīgi ir novērtēt darba efektivitāti visiem šīs sistēmas elementiem (gan mašīnām, gan tehnoloģiskiem aparātiem), aprēķinot katram tā zudumus neatgriezeniskuma rezultātā pēc Hjū–Stodolas vienādojuma. Atbilstoši šim vienādojumam, EĶTS darbaspējas zudumi ir

$$\Delta l_z^{\text{EĶTS}} = T_0 \Delta s^{\text{EĶTS}}.$$

Sistēmas entropijas izmaiņas ir vienādas ar atsevišķo elementu entropiju izmaiņu summu:

$$\Delta s^{\text{EĶTS}} = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta s_i.$$

Sistēmas entropijas izmaiņas pareizinot ar apkārtējās vides temperatūru T_0 , iegūst visas EĶTS kopējās darbaspējas zudumus:

$$\Delta l^{\text{EĶTS}} = T_0 \Delta s^{\text{EĶTS}} = \sum_{i=1}^{i=n} T_0 \Delta s_i = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta l_i. \quad (4.84)$$

Atrastās Δl_i vērtības parādis, kādos EĶTS elementos ir vislielākie zudumi neatgriezeniskuma rezultātā un kādi procesi no visas sistēmas jāpildinveido vispirms, lai samazinātu zudumus sistēmai kopumā.

4.6.2. Ekserģijas metode

EĶTS termodinamiskās analīzes ekserģijas metode bāzējas uz plašu ekserģijas izmantošanu, t.i., uz vielu maksimālo darbu, ko pastrādā šī viela atgriezeniskā procesā ar apkārtējo vidi, no kuras iegūst enerģiju darba veikšanai.

Ekserģijas metode ir energoķīmisku tehnoloģisko sistēmu enerģijas pārveidošanās pētīšanas metode, kuru izmanto pētot dažādus enerģētiskos procesus. Visi reālie procesi ir neatgriezeniski un vienmēr neatgriezenība ir tā, kas mazina procesa norises pilnību. Tas notiek ne tikai tādēļ, ka daļa enerģijas zūd, bet arī tāpēc, ka *samazinās enerģijas kvalitāte*, jo neatgriezeniskos procesos enerģija kļūst mazāk vērtīga. **Katra neatgriezeniska parādība izsauc neatgriezeniskus enerģijas zudumus.**

Metodes universālums ir tas, ka tā izmantojama gan ciklisku, gan virknē norisošu procesu pētīšanai un analīzei. Analizējot EĶTS, katru šīs sistēmas elementu apskata kā patstāvīgu termo-

dinamisku sistēmu. Katra EĶTS elementa darba efektivitāti novērtē, salīdzinot ekserģiju šī elementa ievadā un izvadā. Nosakot ekserģijas zudumus katrā EĶTS elementā, noskaidro un kvantitatīvi novērtē šajā elementā norisošo procesu nepilnību. Tas dod informāciju un norāda, kurā sistēmas elementā kaut kas jāuzlabo, lai EĶTS būtu daudz pilnīgāka. Tātad termodinamiskās analīzes ekserģijas metodes galvenais mērķis uzlabot un pilnveidot EĶTS.

EĶTS pētīšanu sāk ar materiālo un siltuma bilanci, pēc tam sastāda *ekserģijas bilanci*. Atšķirībā no siltuma bilances, ekserģijas bilancē ievēro zudumus EĶTS, kas ir saistīti ar procesu norises neatgriezeniskumu. Salīdzina *ekserģētisko lietderības koeficientu* (ekserģija izvadā no sistēmas vai tās elementa, pret ekserģiju ievadā) reālai sistēmai ar ideālo. Ideālas EĶTS ekserģētiskais lietderības koeficients ir vienāds ar vienu.

Pirms bilanču sastādīšanas iedomāti izdala to sistēmu vai tās daļu, kuru pēta. Tad sastāda ekserģijas bilanci caur šo iedomāto sistēmas daļu plūstošām vielām un enerģijām.

Ja laika vienībā izplūst m kg vielas, tad ekserģijas bilance EĶTS ir šāda:

$$\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + \sum_{i=1}^{i=n} L_i + \sum_{i=1}^{i=n} D_i, \quad (4.85)$$

vai

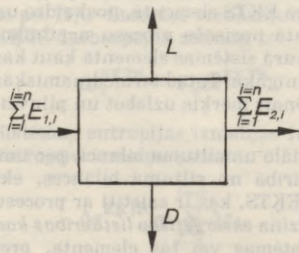
$$\sum_{i=1}^{i=n} D_i = \sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - \left(\sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + \sum_{i=1}^{i=n} L_i \right), \quad (4.86)$$

kur $\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i}$ un $\sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i}$ – EĶTS ieejošo un izejošo ekserģiju summa;

$\sum_{i=1}^{i=n} L_i$ – EĶTS darbu summa;

$\sum_{i=1}^{i=n} D_i$ – EĶTS ekserģētisko zudumu summa.

Valējās sistēmās ekserģija vielai ir nulle. Slēgtās sistēmās, kurās nenotiek vielu pārnese, ekserģija vielu plūsmām un ķīmiskā ekserģija ir nulle. Periodiskas darbības ķīmiskos reaktoros galvenā ekserģija ir ķīmiskā jeb nulles ekserģija.



4.21. att. Iekartas vai sistēmas ekserģijas bilances noteikšanai.

$$\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + L + D ; \quad (4.87)$$

ja zudumi $D = 0$, tad

$$L = \sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} , \quad (4.88)$$

atgriezeniskam procesam darbs mašīnā vai iekārtā, tās darbināšanai ir vienāds ar ekserģiju starpību plūdnē.

Ja darbojamies ar 1 kg vielas, tad ekserģijas bilanci raksta analogiski, tikai lieto īpatnējos lielumus (īpatnējo darbu, īpatnējos zudumus utt.):

$$\sum_{i=1}^{i=n} e_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} e_{2,i} + l + d . \quad (4.89)$$

Jebkuram EĶTS aparātam ekserģijas bilanci raksta šādi: ja vielas daudzums ir m kg, tad

$$\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + D ; \quad (4.90)$$

Balstoties uz ekserģijas bilanci nosaka EĶTS un tās atsevišķo daļu relatīvos vai arī absolūtos raksturojumus.

Aplūkojot EĶTS atsevišķo elementu ekserģijas bilances, jāievēro, ka jebkura EĶTS sastāv no dažādām iekārtām, mašīnām un aparātiem. Ekserģijas bilanci jebkurai mašīnai vai iekārtai sastāda balstoties uz 4.21. attēlu:

ja vielas daudzums ir m kg, tad

ja vielas daudzums ir 1 kg, tad

$$\sum_{i=1}^{i=n} e_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} e_{2,i} + d.$$

Ja zudumi $D = 0$, tad

$$\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i},$$

t.i., atgriezeniskam procesam vielas ekserģija aparātā nemainās.

EĶTS un tās elementu pilnība būs augstāka, ja mazāki būs ekserģijas zudumi. EĶTS un tās pilnību parasti raksturo ar ekserģētisko lietderības koeficientu, kuru nosaka lietojot ekserģijas bilanci:

a) visai EĶTS

$$\eta_{ex} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + \sum_{i=1}^{i=n} L_i}{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - \sum_{i=1}^{i=n} D_i}{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i}}; \quad (4.91)$$

b) mašīnām

$$\eta_{ex} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + L}{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - D}{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i}}; \quad (4.92)$$

c) aparātiem

$$\eta_{ex} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i}}{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - D}{\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i}}. \quad (4.93)$$

EĶTS un tās elementiem, ja nav zudumu, kas saistās ar

neatgriezeniskumu, ja $\sum_{i=1}^{i=n} D_i = 0$, tad ekserģētiskais lietderības koeficients ir viens ($\eta_{ex} = 1$).



Karno (*Carnot*) Nikolā Leonārs Sadi (1796–1832) — franču fiziķis un inženieris. Viens no termodinamikas pamatlicējiem.

Galvenie darbi siltummašīnu teorijā, termodinamikā. Formulējis *otrā termodinamikas likuma* galvenos principus (1824). Pētījis siltumdzinēja ideālu darba ciklu (*Karno cikls*).



Klauziuss (*Clausius*) Rūdolfs (1822–1888) — vācu fiziķis, Berlīnes ZA korespondētājloceklis (1876), Pēterburgas ZA korespondētājloceklis (1878). Viens no termodinamikas un gāzu kinētiskās teorijas pamatlicējiem.

Formulējis otro termodinamikas likumu (1850), ieviesis entropijas jēdzienu (1865) un molekulu brīvā noskrējiena garuma jēdzienu. Radījis gāzu kinētiskās teorijas pamatus (1857), pilnveidojis B.Klapeirona formulēto likumu par kušanas temperatūras atkarību no spiediena (Klapeirona–Klauziusa vienādojums; 1850), neatkarīgi no O.Mosoti izrisinājis sakarību starp dielektrisko caurlaidību un dielektrika blīvumu (Klauziusa–Mosoti formula; 1879).

5. TERMODINAMISKIE PAMATPROCESI GĀZĒS, TVAIKOS UN TO MAISIJUMOS

Darba vielas termodinamiskajiem parametriem mainoties, iespējami daudzi termodinamiskie procesi. No tiem izdala tos, kuros kāds termodinamiskais parametrs saglabājas nemainīgs. Šos procesus sauc par *termodinamiskajiem pamatprocesiem* vai galvenajiem termodinamiskajiem procesiem. To pētīšanas mērķis ir noskaidrot enerģijas veidu pārvēršanās nosacījumus un iegūt pārējo termodinamisko parametru izmaiņas likumsakarības šo procesu norises laikā.

5.1. Ideālas gāzes termodinamiskie procesi slēgtā sistēmā

Termodinamiskie pamatprocesi, kuriem ir gan teorētiski, gan praktiski svarīga nozīme, ir:

- 1) izohoriskais process, kur $V = \text{const}$;
- 2) izobāriskais process, kur $p = \text{const}$;
- 3) izotermiskais process, kur $T = \text{const}$;
- 4) adiabātiskais process, kur $q = \text{const}$;
- 5) politropiskais process, kas ir vispārināts termodinamiskais process un ko raksturo ar sakarību $pv^n = \text{const}$.

Neatkarīgi no procesa īpatnībām, kopīga procesu pētīšanas metode ir šāda:

- 1) uzraksta dotajam procesam raksturīgo vienādojumu, kas saista šajā procesā darba vielas sākotnējos un beigu parametrus;
- 2) izskaitļo gāzes tilpuma izmaiņas darbu;
- 3) nosaka siltuma daudzumu, kas pievadīts (vai aizvadīts) gāzei procesā;
- 4) aprēķina sistēmas iekšējās enerģijas izmaiņas procesā;

5) nosaka sistēmas entropijas izmaiņas procesā.

Izohoriskais process. Izohorisko procesu raksturo ar noteikumu $dv = 0$ vai $v = \text{const}$. Saskaņā ar ideālas gāzes stāvokļa vienādojumu raksta, ka

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v} = \text{const},$$

t.i., gāzes spiediens ir tieši proporcionāls tās absolūtai temperatūrai:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (5.1)$$

Izohoriskais process grafiski p, v un T, s koordinātēs parādīts 5.1 attēlā. No p, v diagrammas redzams, ka izplešanās darbs ir nulle, jo tilpuma izmaiņas $dv = 0$.

Darba vielai siltuma daudzumu procesā 1–2, ja $c_v = \text{const}$, aprēķina:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v(T_2 - T_1). \quad (5.2)$$

Ja darbs $l = 0$, tad pēc pirmā termodinamikas likuma

$$\Delta u = q = c_v(T_2 - T_1). \quad (5.3)$$

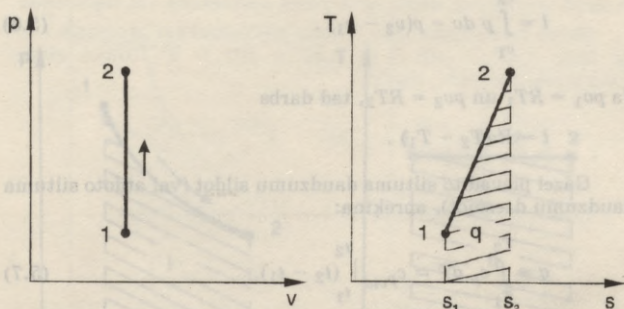
Ja iekšējā enerģija ideālai gāzei ir atkarīga tikai no tās temperatūras, tad izteiksme (5.3) ir derīga jebkuram ideālas gāzes termodinamiskajam procesam.

Entropijas izmaiņas izohoriskam procesam izteic pēc formulas:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right). \quad (5.4)$$

Entropijas atkarībai no temperatūras uz izohoras 1–2, ja $c_v = \text{const}$ ir logaritmisks raksturs (5.1. att.).

Izobāriskais process. Izobārisko procesu raksturo ar noteikumu $p = \text{const}$. Saskaņā ar ideālas gāzes stāvokļa vienādojumu raksta, ka $\frac{v}{T} = \frac{R}{p} = \text{const}$ vai



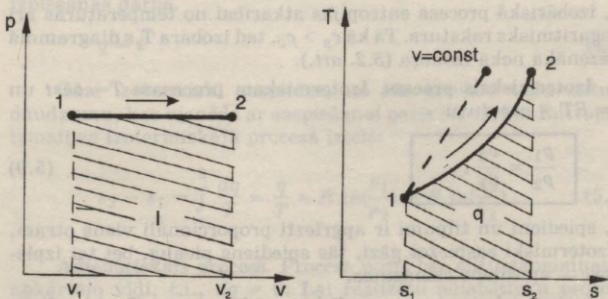
5.1. att. Izohoriskais process p,v un T,s koordinātes.

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (5.5)$$

t.i., izobārā procesā gāzes tilpums ir proporcionāls tās absolūtai temperatūrai (Ge-Lisaka likums).

Izobāriskais process grafiski p,v un T,s koordinātes parādīts 5.2. attēlā.

Izplešanās darbs ir izsakāms ar izteiksmi



5.2. att. Izobāriskais process p,v un T,s koordinātes.

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = p(v_2 - v_1). \quad (5.6)$$

Ja $pv_1 = RT_1$ un $pv_2 = RT_2$, tad darbs

$$l = R(T_2 - T_1).$$

Gāzei pievadīto siltuma daudzumu sildot (vai atdoto siltuma daudzumu dzesējot), aprēķina:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p \, dT = c_{p\text{vid}} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1), \quad (5.7)$$

kur $c_{p\text{vid}} \Big|_{t_1}^{t_2}$ — vidējais īpatnējais siltums temperatūras diapazonam no t_1 līdz t_2 .

Ja $c_p = \text{const}$, tad

$$q = c_p(t_2 - t_1).$$

Entropijas izmaiņas izobāriskam procesam aprēķina pēc izteiksmes:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right), \quad (5.8)$$

t.i., izobāriskā procesā entropijas atkarībai no temperatūras arī ir logaritmisks raksturs. Tā kā $c_p > c_v$, tad izobāra T,s diagrammā ir lēzenāka nekā izohora (5.2. att.).

Izotermiskais process. Izotermiskam procesam $T = \text{const}$ un $pv = RT = \text{const}$ vai

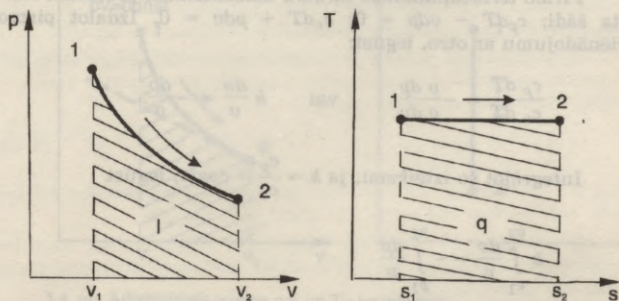
$$\boxed{\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}}, \quad (5.9)$$

t.i., spiedieni un tilpumi ir apgriezti proporcionāli viens otram, jo izotermiski saspiežot gāzi, tās spiediens pieaug, bet tai izplešoties — spiediens samazinās.

Izotermiskais process grafiski parādīts p,v un T,s koordinātēs 5.3 attēlā.

Vienādojums (5.9) rāda, ka izotermiska procesa grafiskais

attēlojums p, v koordinātēs ir vienādsānu hiperbola (5.3. att.).



5.3. att. Izotermiskais process p, v - un T, s -koordinātēs.

Izotermiska procesa darbs l :

$$\begin{aligned}
 l &= \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{dv}{v} = \\
 &= RT \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = RT \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right). \quad (5.10)
 \end{aligned}$$

Ja temperatūra nemainās, tad ideālas gāzes iekšējā enerģija arī nemainās ($\Delta u = 0$) un gāzei viss pievadītais siltums pārvēršas izplešanās darbā.

$$q = l. \quad (5.11)$$

Gāzi izotermiski saspiežot, no tās aizvada tādu siltuma daudzumu, kas vienāds ar saspiešanai patērēto darbu. Entropijas izmaiņas izotermiskajā procesā izteic:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \frac{q}{T} = R \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = R \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right). \quad (5.12)$$

Adiabātiskais process. Process norit bez siltumapmaiņas ar apkārtējo vidi, t.i., $dq = 0$. Lai realizētu adiabātisku procesu, jāveic gāzes siltuma izolācija, to ievietojot adiabātiskā apvalkā vai arī process jāveic tik ātri, ka gāzes temperatūras izmaiņas ir

ļoti mazas un ir ignorējamas. Tas iespējams tad, ja siltumapmaiņa norit ievērojami lēnāk nekā gāzes saspiešana vai izplešanās.

Pirmo termodinamikas likumu adiabatiskam procesam raksta šādi: $c_p dT - v dp = 0$; $c_v dT + p dv = 0$. Izdalot pirmo vienādojumu ar otro, iegūst:

$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = -\frac{v dp}{p dv} \quad \text{vai} \quad k \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}.$$

Integrējot šo izteiksmi, ja $k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}$, iegūst

$$k \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p}$$

$$k \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right).$$

Veicot potencēšanu, iegūst

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k = \frac{p_1}{p_2} \quad \text{vai} \quad p_1 v_1^k = p_2 v_2^k. \quad (5.13)$$

Vienādojums (5.13) ir ideālas gāzes adiabatās izteiksme, ja $k = \text{const}$.

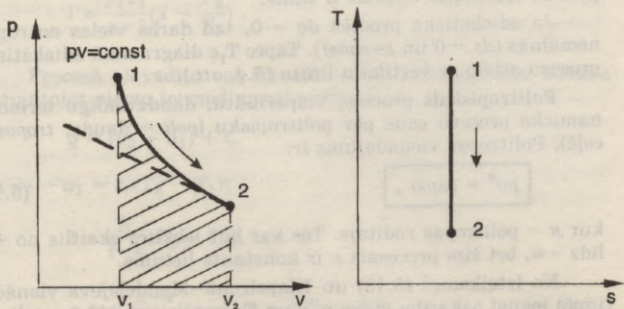
Lielumu $k = \frac{c_p}{c_v}$ sauc par *adiabatās rādītāju*. Izmantojot Maiera formulu $c_p = c_v + R$, adiabatās rādītāju izteic

$$k = 1 + \frac{R}{c_v}.$$

Saskaņā ar klasisko gāzu kinētisko teoriju īpatnējais siltums nav atkarīgs no temperatūras (kaloriski ideālai gāzei). Uzskata, ka adiabatās rādītājs k arī nav atkarīgs no temperatūras un ir noteikts tikai ar molekulu brīvības pakāpi. Vienatoma gāzēm $k = 1,66$, divatomu gāzēm $k = 1,4$, trīsatomu un daudzatomu gāzēm $k = 1,33$.

Ja $k > 1$, tad p, v koordinātēs adiabatā ir stāvāka nekā izoterma (5.4 att.).

Adiabatiski gāzei izplešoties spiediens pazeminās ātrāk kā



5.4. att. Adiabatiskais process p, v un T, s koordinātes.

izplešoties izotermiski. Lietojot ideālas gāzes stāvokļa pamatvienādojumu un uzrakstot tilpumu vai spiedienu attiecības stāvokļiem 1 un 2, un ievietojot izteiksmē (5.13), iegūst adiabatiskā procesa vienādojumu formā, kurā izteikta temperatūras atkarība no tilpuma vai spiediena:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}; \quad (5.14)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (5.15)$$

Adiabatiska procesa izplešanās darbu, saskaņā ar pirmo termodinamikas likumu, veic uz iekšējās enerģijas samazināšanās rēķina un to aprēķina šādi:

$$l = -\Delta u = c_v(T_1 - T_2) = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2). \quad (5.16)$$

Ja $p_1 v_1 = RT_1$ un $p_2 v_2 = RT_2$, tad

$$l = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (5.17)$$

Adiabatiskā procesā gāzei siltumapmaiņa ar apkārtējo vidi nenotiek, tāpēc $q = 0$. Izteiksme $c = \frac{dq}{dT}$ rāda, ka adiabatiska

procesa īpatnējais siltums ir nulle.

Ja adiabatiskā procesā $dq = 0$, tad darba vielas entropija nemainās ($ds = 0$ un $s = \text{const}$). Tāpēc T, s diagrammā adiabatisku procesu attēlo ar vertikālu līniju (5.4. att.).

Politropiskais process. Vispārinātu, daudzveidīgu termodinamisko procesu sauc par politropisku (*poli* – daudz, *tropos* – ceļš). Politropas vienādojums ir:

$$p v^n = \text{const}, \quad (5.18)$$

kur n – politropas rādītājs. Tas var būt jebkurš skaitlis no $+\infty$ līdz $-\infty$, bet šim procesam n ir konstants lielums.

No izteiksmes (5.18) un Klapeirona–Mendeļejeva vienādojuma iegūst sakarību starp p , v un T , kas saista jebkurus divus punktus uz politropas:

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n; & \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}; \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Izplešanās darbu gāzei politropiskā procesā izteic

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv.$$

Ja politropai $p = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n$, tad

$$\begin{aligned} l &= p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n} = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}\right] = \\ &= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Izteiksmi (5.20) pārveido šādi:

$$l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2); \quad l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (5.21)$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right).$$

Procesā pievadīto vai aizvadīto siltuma daudzumu nosaka izmantojot pirmo termodinamikas likumu;

$$q = (u_2 - u_1) + l.$$

Ja $u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1)$;

$$l = \frac{R}{1-n}(T_2 - T_1), \text{ tad}$$

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1) = c(T_2 - T_1), \quad (5.22)$$

kur

$$c = c_v \frac{n-k}{n-1} \quad (5.23)$$

izteic īpatnējo siltumu ideālai gāzei politropiskā procesā. Ja c_v , k un n ir nemainīgi, tad $c = \text{const}$.

Entropijas izmaiņas:

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T} = c \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.24)$$

Politropiskam procesam ir vispārinoša nozīme, jo tas aptver visus termodinamiskos pamatprocesus.

5.1. tabula

Termodinamisko procesu raksturojumi:

Process	n	c
Izohorais	$+\infty$	c_v
Izobārais	0	c_p
Izotermiskais	1	∞
Adiabātiskais	k	0

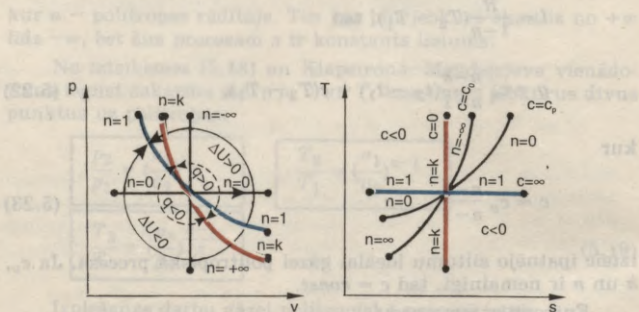
Visi termodinamiskie procesi (5.5. att.) sākas vienā punktā («centrā»).

Izohora ($n = \pm \infty$) daļa diagrammas laukumu divos apgaba-

los: procesus, kas atrodas pa labi no izohoras, raksturo pozitīvs darbs, jo norit darba vielas izplešanās; procesus, kas izvietoti pa kreisi no izohoras, raksturoja negatīvs darbs.

Procesi, kas izvietoti pa labi un augstāk par adiabatū, norit ar siltuma pievadīšanu darba vielai; procesi, kas atrodas pa kreisi un zemāk par adiabatū, norit ar siltuma aizvadīšanu.

Procesus, kas izvietoti virs izoterma ($n = 1$), raksturo gāzes iekšējās enerģijas palielināšana; procesi, kas izvietoti zem izoterma, norit ar iekšējās enerģijas samazināšanos.



5.5. att. Termodinamiskie pamatprocesi ideālai gāzei p, v un T, s koordinātēs.

Procesi, kas izvietoti starp adiabatū un izotermu, ir ar negatīvu īpatnējo siltumu, jo dq un du ir ar pretējām zīmēm. Tādos procesos $|l| > |q|$, un, lai iegūtu darbu izplešanās procesā, jāpatērē ne tikai pievadītais siltums, bet arī daļa no darba vielas iekšējās enerģijas.

5.2. Reālas gāzes — ūdens tvaika termodinamiskie procesi

Ūdens tvaiks ir viens no izplatītākajiem siltumnesējiem dabā un tehnikā. Ūdens regulē temperatūru uz Zemes.

Pēc termodinamiskām īpašībām ūdens tvaiks ir reāla gāze. Pārkarsēts ūdens tvaiks labāk pakļaujas reālo gāzu likumiem nekā piesātināts tvaiks. Ja tvaiks spiedienu paaugstina, bet

temperatūru pazemina (tas sekmē kondensācijas procesu), tā termodinamiskās īpašības atšķiras no reālo gāzu īpašībām, bet vēl vairāk no ideālo gāzu īpašībām.

Atkarībā no T , p , h (siltuma saturs — entalpijas) ūdens var būt cietā, šķidrā un gāzveida (tvaika) agregātvokli. Noteiktos ārējos apstākļos iestājas līdzsvars starp visām trim iespējamām fāzēm (agregātvokļiem). Šādu līdzsvara stāvokli sauc par *trīskāršo ūdens punktu*. Fāžu līdzsvars ūdenim iestājas, ja $p = 0,00061$ MPa, $T = 273,16$ K jeb $0,01^\circ\text{C}$. *Iztvaikošana* ir pāreja no šķidrās fāzes uz tvaika fāzi. *Iztvaikojot* patērē siltuma enerģiju. Tā ir jāpievada no ārienes, pretējā gadījumā iztvaikošanas siltums tiek ņemts no šķidruma iekšējās enerģijas un tas atdziest. *Iztvaikošana* notiek divos veidos:

- 1) no virsmas;
- 2) vārišanās gaitā no šķidruma tilpuma.

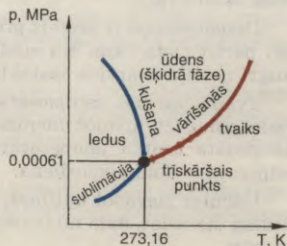
Ja šķidrums iztvaiko no virsmas bez siltuma pievadīšanas, tā temperatūra pazeminās. *Iztvaikošanas ātrums un intensitāte ir atkarīgi no:*

- 1) tvaika daudzuma telpā virs iztvaikojošā šķidruma, t.i. no tvaika parciālā spiediena;
- 2) temperatūras, t.i., no gaisa piesātinājuma pakāpes ar ūdens tvaiku.

Jo mazāk piesātināta vide ar ūdens tvaiku, jo intensīvāk noris iztvaikošanas process. Ja ūdens tvaika parciālais spiediens vidē dotajā temperatūrā sasniedz piesātinājumu, t.i., iztvaikošana apstājas un iestājas dinamiskais līdzsvars — cik daudz šķidrums iztvaiko, tikpat atgriežas atpakaļ kondensējoties.

Vārišanās ir intensīva tvaika veidošanās visā šķidruma tilpumā. *Vārišanās temperatūra ir atkarīga no spiediena*. Ja $p = \text{const}$, tad šķidrums vārās pastāvīgā temperatūrā. *Vārišanās notiek no ārpusē pievadītā siltuma rezultātā.*

Kondensācija ir norise vai process, kurā tvaiks pārvēršas šķidrumā, notiekot siltuma atdevei (siltums izdalās). Ja spiediens ir pastāvīgs, tvaika kondensācija notiek nemainīgā temperatūrā.



5.6. att. Fāžu diagramma ūdenim.

Sublimācija ir tvaika veidošanās no cietas vielas, apejot vielas šķidro fāzi.

Desublimācija ir pretējs process sublimācijai, t.i, kad tvaiks tieši pāriet cietā fāzē. Kā sublimācija, tā desublimācija notiek stingri noteiktos ārējos apstākļos.

Tvaiks var būt gan *piesātināts*, gan *pārkarsēts*. Piesātināts tvaiks rodas iztvaikojot ūdenim, un atrodas ar to fāzu līdzsvarā. Piesātināta tvaika temperatūra ir vienāda ar verdošā ūdens temperatūru dotajā spiedienā.

Ūdenim pievadot siltumu, daļa no tā pārvēršas tvaikā un, siltumu aizvadot, daļa no tvaika kondensējas. Piesātināts tvaiks var būt:

- 1) sauss piesātināts tvaiks;
- 2) mitrs tvaiks.

Sauss piesātināts tvaiks nesatur ūdens pilienus, visa šķidrā fāze ir pilnīgi pārvērsta tvaika fāzē, un tvaika temperatūra atbilst ūdens vārīšanās temperatūrai dotajā spiedienā.

Mitrs piesātināts tvaiks satur šķidruma pilienus. Piesātināta tvaika raksturošanai izmanto *tvaika sausuma pakāpi* x . Sausuma pakāpe ir sausa tvaika masas saturs mitrā piesātinātā tvaikā.

Tvaika mitrumu raksturo ar šķidrās fāzes (ūdens) masas daudzumu mitrā tvaikā

$$y = 1 - x.$$

Piemēram, 1 kg mitrā piesātinātā tvaikā atrodas 0,8 kg sauss piesātināts tvaiks un 0,2 kg ūdens. Tad tvaika sausuma pakāpe $x = 0,8$, jo $x = 1 - y = 1 - 0,2 = 0,8$.

Sausam piesātinātam tvaikam $x = 1$ (100% viss ūdens ir tvaiku fāzē). Šķidrumam (ūdenim) $x = 0$.

Tātad, sausu piesātinātu tvaiku raksturo tikai ar vienu no diviem lielumiem: vai nu spiedienu, vai temperatūru.

Mitra piesātināta tvaika stāvokļa raksturošanai jāzina arī tā mitrums (y) (vai sausuma pakāpe x).

Pārkarsēts tvaiks. Pievadot izobāri ($p = \text{const}$) siltumu mitram tvaikam tā temperatūra nepieaug, jo tvaikā esošais mitrums pārvēršas tvaika fāzē un mitrais tvaiks kļūst sausāks. Tas turpinās tik ilgi, līdz viss mitrums iztvaikojis un no mitra piesātināta tvaika radies sauss piesātināts tvaiks. Turpinot siltuma pievadīšanu ($p = \text{const}$), tvaika temperatūra pieaug virs iztvaikošanas temperatūras un tvaiks kļūst pārkarsēts. Jo vairāk

siltuma pievada, jo tvaika temperatūra kļūst augstāka un līdz ar to palielinās tvaika pārkarsēšanas pakāpe. Tātad, tvaika pārkarsēšanas pakāpe ir temperatūru starpība starp pārkarsētā tvaika temperatūru t un ūdens vārīšanās (piesātināšanās) temperatūru t_s : $t - t_s$.

Pārkarsētu ūdens tvaiku raksturo ar diviem termodinamiskiem parametriem. Parasti raksturo to ar p un t . Pēc spiediena un temperatūras nosaka vai aprēķina pārējo parametru vērtības. Pārkarsēts tvaiks ir reāla gāze.

Tvaika un ūdens raksturošanai parasti lieto īpatnējo tilpumu v , entropiju s , entalpiju h . 5.2 tabulā doti šo parametru apzīmējumi un mērvienības.

5.2. tabula
Tvaiku un ūdeni raksturojošie parametri

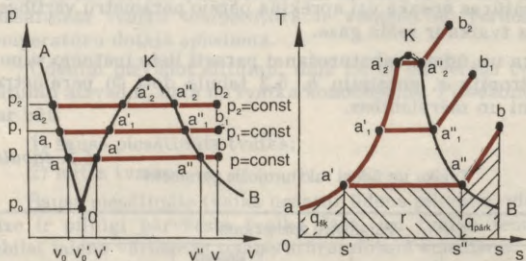
Parametri	Parametru apzīmējumi					Vienības
	ūdenim 0°C	verdošam ūdenim	mitram tvaikam	sausam piesātinātam tvaikam	pārkarsētam tvaikam	
īpatnējais tilpums	v'_0	v'	v_x	v''	v	m^3/kg
Entalpija	h'_0	h'	h_x	h''	h	$\frac{J}{kg}$ jeb $\frac{kJ}{kg}$
Entropija	s'_0	s'	s_x	s''	s	$\frac{J}{kg \cdot K}$ jeb $\frac{kJ}{kg \cdot K}$

Ūdens uzsildīšana ir 0°C...100°C, iztvaikošana un pārkarsēta ūdens tvaika iegūšana attēloti grafiski $p-v$ un $T-s$ diagrammās (5.7. att.).

Lai šķidrums (ūdeni) pārvērstu tvaikā, vispirms tas jāuzsilda līdz vārīšanās temperatūrai dotajā spiedienā p (p_1 vai p_2), tālāk jāpievada siltums ūdens iztvaikošanai un tvaika pārkarsēšanai. $T-s$ diagrammā šos siltumus attēlo kā laukumus: $q_{sķ.} = L_{Oaa's'}$; $r = L_{s'a'a''s''}$; $q_{pārk.} = L_{s''a''bs}$.

$p-v$ diagrammā, ja $p=const$ ūdens sākuma tilpums (punktā a) ir v_0 ; pievadot siltumu, ūdens temperatūra paaugstināsies, un īpatnējais tilpums palielināsies. Vārīšanās temperatūrā ūdens īpatnējais tilpums ir v' (punkts a'). Tālāk pievadot siltumu, ūdens

vārīsies un pārvērtīsies tvaikā tik ilgi, līdz viss ūdens būs iztvaikojis un radies sauss piesātināts tvaiks ar īpatnējo tilpumu v'' (punktā a''). Iztvaikošana, ja $p = \text{const}$ noris izotermiski. Tas labi redzams T - s diagrammā (linija $a'a''$). Tālāk, sildot sauso piesātināto tvaiku, tas pārvēršas pārkarsētā (punkts b).



5.7. att. Ūdens iztvaikošana p, v - un T, s -koordinātēs.

To pašu atkārtojot, ja ir citi spiedieni, iegūst attiecīgi punktus $a_1, a_1', a_1'', b_1; a_2, a_2', a_2'', b_2$ utt.

Palielinot (izmainot) spiedienu p , ūdens īpatnējais tilpums v_0 temperatūrā 0°C praktiski neizmainās, bet īstenībā, izmainās ļoti maz, jo ūdens ir praktiski nesaspiežams, tādēļ p - v diagrammā punkti a_1, a_2 atradīsies uz taisnes, kas tuva vertikālei virs punkta a . Savienojot punktus a, a_1, a_2 iegūst taisni OA , kas raksturo ūdens īpatnējo tilpumu 0°C dažādos spiedienos.

Savienojot punktus a', a_1', a_2' un a'', a_1'', a_2'' iegūst līknes OK un KB .

Līkni OK , kur sausuma pakāpe $x = 0$, sauc par *apakšējo robežlīkni*, un līkni KB , kur sausuma pakāpe $x = 1$ (sausns piesātināts tvaiks), sauc par *augšējo robežlīkni*. Abas līknes savienojas visaugstākajā punktā K , kuru sauc par *kritisko punktu*.

Kritiskā punktā un virs tā izzūd atšķirība starp verdošo šķidrums (ūdens), piesātināta tvaika un pārkarsēta tvaika īpatnējiem tilpumiem: $v' = v'' = v$.

Robežlīknes diagrammu sadala trīs posmos:

- 1) pa kreisi no līknes OK ir šķidrā fāze (ūdens);
- 2) starp līknēm OK un KB — mitrs piesātināts tvaiks;

3) pa labi no liknes KB — pārkarsēts tvaiks.

Ūdens kritiskā punkta K parametri ir šādi: $p_{kr} = 221,29$ bari = 22,13 MPa, $T_{kr} = 647,30$ K, $v_{kr} = 0,00326$ m³/kg.

Ūdens tvaika siltuma saturs un entalpija. Ūdens tvaika pilns siltuma saturs sastāv no trīs daļām:

- 1) ūdens (šķidrums) siltumsaturs ($q_{sk.}$), tālāk apzīmē ar q' ;
- 2) iztvaikošanas siltums (r);
- 3) tvaika pārkarsēšanas siltums (q_p).

1) Šķidrums (ūdens) siltums q' , kas jāpievada 1 kg ūdens, lai to sasildītu no 0°C līdz vārīšanās temperatūrai t_s , aprēķina vadoties no pirmā termodinamikas likuma:

$$dq' = du' + pdv' . \quad (5.25)$$

Integrējot vienādojumu robežās no 0 līdz vārīšanās temperatūrai atbilstošu īpatnējiem tilpumiem v_o' un v' , iegūst:

$$q' = u' + p(v' - v_o') . \quad (5.26)$$

Ūdens tilpuma izmaiņas $v' - v_o'$ salīdzinājumā ar tvaika tilpuma izmaiņām ir niecīgas un tās var neievērot, tātad $q' \approx u' -$ par cik siltumu pievadis, par tik izmainīsies iekšējā enerģija.

Ūdens siltumu un arī iekšējo enerģiju izteic ar tā vidējo īpatnējo siltumu c_m un vārīšanās temperatūru t_s . Jāievēro, ka īpatnējais siltums arī ir atkarīgs no temperatūras.

$$q' \approx u' = c_m t_s \quad (5.27)$$

Vāroša ūdens entalpija ir

$$h' = u' + pv' \quad (5.28)$$

un $u' = q' - p(v' - v_o')$

$$h' = q' - p(v' - v_o') + pv' = q' + pv_o' \quad (5.29)$$

Zemos spiedienos reizinājums pv_o' ir mazs lielums, kuru neievēro, un tad raksta:

$$h' \approx q' \approx u'$$

Vāroša ūdens entropiju aprēķina pēc diferenciālā vienādojuma:

$ds' = \frac{dq'}{T} = c'_{p_m} \frac{dT}{T}$, ko integrē robežās no 273 K (0°C) līdz vārīšanās temperatūrai T_s :

$$s' = c'_{p_m} \int_{273 \text{ K}}^{T_s} \frac{dT}{T} = c'_{p_m} \ln \frac{T_s}{273}. \quad (5.30)$$

2) *Īpatnējais iztvaikošanas siltums r* . Iztvaikošanas siltums ir siltuma daudzums, kas jāpievada 1 kg vāroša šķidrums (ūdens), lai to pilnīgi pārvērstu sausā piesātinātā tvaikā. Pēc pirmā termodinamikas likuma iztvaikošanas siltumu izteic ar iekšējās un ārējās enerģijas izmaiņām:

$$r = u'' - u' + p(v'' - v'), \quad (5.31)$$

kur lielumu $u'' - u' = \rho$ sauc par *iekšējo īpatnējo iztvaikošanas siltumu*, ko patērē iekšējās enerģijas palielināšanai, molekulu savstarpējo pievilksnās spēku pārvarēšanai.

Lielumu $p(v'' - v') = \psi$ sauc par *ārējo īpatnējo iztvaikošanas siltumu*, kuru izlieto tvaika tilpuma palielināšanas darbam.

$$r = \rho + \psi \quad (5.32)$$

Ideālām gāzēm $\rho = 0$, jo starp molekulām nedarbojas pievilksnās spēki, bet tvaikam ρ sastāda galveno daļu no vielas iztvaikošanas siltuma, piemēram, ūdens tvaikam.

5.3. tabula

Ūdens tvaika īpatnējie iztvaikošanas siltumi

Spiediens, MPa	Īpatnējie iztvaikošanas siltumi, kJ/kg:		
	kopējais, r	iekšējais, ρ	ārējais, ψ
0,1	2260	2095	165
2,0	1897	1676	221
10,0	1329	1173	156
22,13	0	0	0

Sausa piesātināta tvaika iekšējā enerģija

$$u'' = u' + \rho \approx q' + \rho. \quad (5.33)$$

Summārais sausa piesātināta tvaika siltuma saturs

$$\lambda'' = q' + r = q' + \rho + \psi. \quad (5.34)$$

Sausa piesātināta tvaika entalpija h'' ir

$$h'' = u'' + pv''. \quad (5.35)$$

Ja $u'' = u' + \rho = q' - p(v' - v_o') + \rho$,
tad

$$\begin{aligned} h'' &= q' - p(v' - v_o') + \rho + pv'' = \\ &= q' - pv' + pv_o' + \rho + pv'' = \\ &= q' + p(v'' - v') + \rho + pv_o' = \\ &= q' + \psi + \rho + pv_o' = \lambda'' + pv_o', \end{aligned} \quad (5.36)$$

kur pv_o' – mazs lielums, ko neievēro. Tāpēc

$$h'' \approx \lambda'' \quad \text{un} \quad h'' = h' + r \quad (5.37)$$

Sausa piesātināta tvaika entropiju aprēķina:

$$s'' = s' + \frac{1}{T_s} \int dq = s' + \frac{r}{T_s}. \quad (5.38)$$

Mitrs piesātināts tvaiks satur gan sausu tvaiku, gan arī neiztvaikoto ūdens daļu, tādēļ iztvaikošanas siltumu tas satur tikai proporcionāli tvaika sausuma pakāpei x . Mitra tvaika iekšējo enerģiju izsaka šādi:

$$u_x = u' + x\rho \approx q' + x\rho \quad (5.39)$$

Mitra tvaika summārais siltuma saturs λ_x ir:

$$\lambda_x = q' + xr = q' + x(\rho + \psi). \quad (5.40)$$

Entalpija ir

$$h_x \approx \lambda_x \quad \text{jeb} \quad h_x = h' + xr \quad (5.41)$$

Entropija mitram piesātinātam tvaikam ir

$$s_x = s' + \frac{xr}{T_s}. \quad (5.42)$$

Pārkarsēta tvaika summāro siltumu λ sastāda sausa piesātināta tvaika siltuma saturs λ'' un pārkarsēšanas siltums q_p :

$$\lambda = \lambda'' + q_p \quad (5.43)$$

3) Tvaika pārkarsēšanas siltums

$$q_p = \int_{T_s}^T c_p dT \quad (5.44)$$

Tā kā īpatnējais siltums ir sarežģīta funkcija $c_p = f(t, p)$, tad praktiskiem aprēķiniem izmanto īpatnējā siltuma vidējās vērtības c_{pm} :

$$q_p = c_{pm} \Big|_T^{T_s} (T - T_s) \quad (5.45)$$

Summāro siltumu λ pārkarsētam tvaikam raksta:

$$\lambda = q' + r + c_{pm}(T - T_s) \quad (5.46)$$

Iekšējās enerģijas lieluma izmaiņu pārkarsēšanai nosaka pēc pirmā termodinamikas likuma:

$$q_p = u - u'' + p(v - v''), \text{ no kurienes} \\ u = u'' + q_p - p(v - v'') \quad (5.47)$$

Pārkarsēta tvaika entalpija ir:

$$h = u + pv = u'' + q_p - p(v - v'') + pv \quad (5.48)$$

$$h = u'' + pv'' + q_p \quad (5.49)$$

$$h = h'' + q_p \quad (5.50)$$

Ievērojot, ka $h'' \approx \lambda''$ un $\lambda = \lambda'' + q_p$, tad

$$h \approx \lambda \quad (5.51)$$

Entalpija pārkarsētam tvaikam ir gandrīz vienāda ar pilno sausa piesātināta tvaika siltumu.

Pārkarsēta tvaika entropija ir

$$s = s'' + \int_{T_s}^T \frac{c_p dT}{T} \quad (5.52)$$

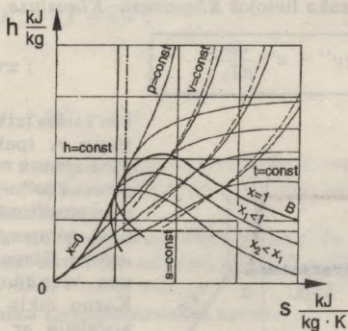
Ja pieņem, ka $c_p = c_{p_m} = \text{const}$, tad

$$s = s'' + c_{p_m} \int_{T_s}^T \frac{dT}{T} = s'' + c_{p_m} \ln \frac{T}{T_s}. \quad (5.53)$$

Tvaika entropijas, entalpijas, īpatnējā tilpuma, iztvaikošanas siltuma u.c. lielumu noteikšanai lieto tvaika tabulas un diagrammas.

Ūdens tvaika h,s diagramma. Šo h,s diagrammu sauc par Moljē diagrammu. To konstruē, lietojot tvaika tabulu datus.

Pa kreisi no liknes OK (5.8. att.) ir šķidrums, bet K — kritiskais ūdens punkts. Virs liknes KB atrodas pārkaršēta tvaika apgabals. Starp līknēm atrodas mitra piesātināta tvaika apgabals. Punkti uz līknes OK, kur $x = 0$ (tvaika sausuma pakāpe), attēlo vārošu šķidrumu (ūdeni). Punkti uz līknes KB, kur $x = 1$, raksturo sausu piesātināta tvaika stāvokli.



5.8. att. Ūdens tvaika h,s diagramma.

Zem robežlīknēm atrodas tvaika mitrumu raksturojošas līknes. Diagrammas apakšējā un kreisajā daļā ir ļoti mitram tvaikam vai ūdenim un netiek izmantota praktiskiem aprēķiniem. Tāpēc h,s diagrammu attēlo tikai ar augšējo daļu. Zīmējumā vajadzīgā daļa norobežota ar punktsvītrotu līniju.

h,s diagrammā attēlotas šādas līnijas:

- 1) $h = \text{const}$ — izoentalpas (horizontāles);
- 2) $s = \text{const}$ — izoentropas (vertikāles);
- 3) $v = \text{const}$ — izohoras (raustītās līnijas);
- 4) $p = \text{const}$ — izobāras;
- 5) $t = \text{const}$ — izoterms.

Mitra tvaika apgabalā izoterms sakrīt ar izobārām.

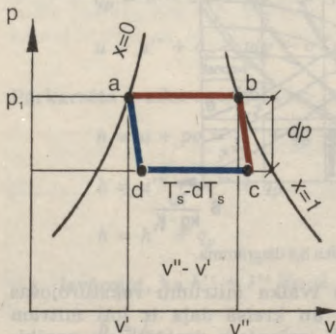
Lieto h, s diagrammu tvaika parametru noteikšanai termodinamiskajās norisēs. Diagrammu lieto plaši tvaika dzinēju aprēķinos.

Ūdens tvaika tabulas (arī citu reālo gāzu tabulas). Tabulas lieto praktiski īpatnējā tilpuma v , entalpijas h , entropijas s , iztvaikošanas siltuma r u.c. lielumu noteikšanai. Ūdens tabulas iedalās grupās:

- 1) sausam piesātinātam ūdens tvaikam;
- 2) pārkarsētam ūdens tvaikam.

Sausam piesātinātam ūdens tvaikam tabulas sastādot, kā zināms lielumus (argumentus) uzdod vai nu p vai t , jo tie abi ir cieši savstarpēji saistīti. Pārējos lielumus $v', v'', \rho, h', h'', r$ un s uzdod atkarībā no p vai t . Sausa piesātināta tvaika īpatnējo tilpumu v'' nosaka lietojot Klapeirona–Klauziusa vienādojumu:

$$\frac{r}{T_s} = (v'' - v') \frac{dp}{dT_s}, \quad (5.54)$$



5.9. att. Karno cikls mitra tvaika apgabalā.

kas saista iztvaikošanas siltumu r , īpatnējo tilpumu pieaugumu iztvaicēšanas procesā $(v'' - v')$, spiedienu p un piesātināšanās (vārišanās) temperatūru T_s . Lai iegūtu Klapeirona–Klauziusa vienādojumu, jāveic Karno cikls mitra tvaika apgabalā ar bezgalīgi mazām temperatūras dT_s un spiediena dp izmaiņām (5.9. att.).

Termiskais lietderības koeficients Karno ciklam $abcd$ ir:

$$\eta_k = \frac{l_c}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Šajā gadījumā $q_1 = r$, $T_1 = T_s$, $T_2 = T_s - dT_s$ un $T_1 - T_2 = dT_s$. Ievērojot bezgalīgi mazās temperatūras izmaiņas, Karno cikla darbu izrēķina kā taisnstūra laukumu $(v'' - v')dp$. Izsakot cikla lietderības koeficientu ar iegūtām vērtībām, raksta:

$$\frac{(v'' - v')dp}{r} = \frac{dT_s}{T_s}.$$

Iegūtā izteiksme ir tas pats Klapeirona–Klauziusa vienādojums (5.54), no kura viegli izrēķināt sausa piesātināta tvaika īpatnējo tilpumu v'' , kuru eksperimentāli noteikt ir grūti.

Mitra tvaika atbilstošu parametru noteikšanai izmanto pārreķinu formulas. Jāzin tvaika sausuma pakāpe x .

Mitra tvaika īpatnējo tilpumu v_x , entalpiju h_x , iztvaikošanas siltumu r_x un entropiju s_x nosaka pēc šādām formulām:

$$v_x = v''x + v'(1 - x) \approx v''x ; \quad (5.55)$$

$$h_x = h'' - (1 - x)r ; \quad (5.56)$$

$$r_x = rx ; \quad (5.57)$$

$$s_x = s' + (s'' - s')x . \quad (5.58)$$

Pārkarsēta tvaika parametru noteikšanai nepieciešami divi lielumi — argumenti. Izvēlas p un t . Pārējie parametri uzdoti atkarībā no šiem diviem.

Pilnīgākās un precīzākās ir M.Vukaloviča ūdens tvaika tabulas [6]. Ir arī citu vielu tabulas: amonjaka, ogļskābās gāzes, dzīvsudraba tvaiku, freonu u.c.

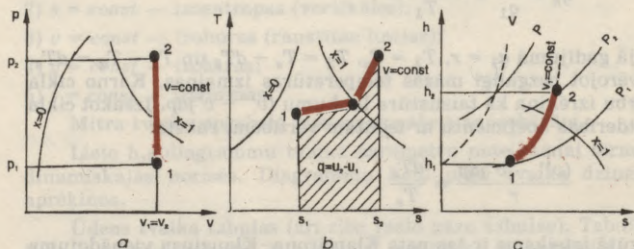
Ūdens tvaika termodinamiskās norises.

Atšķirībā no ideālas gāzes, ūdens tvaikam, kas ir reāla gāze, termodinamiskās norises vienlaicīgi var notikt kā pārkarsēta, tā piesātināta tvaika apgabalā.

Izohoriskais process.

Izohora p, v diagrammā ir vertikāla taisne (5.10. att. a). Izohoriskā procesā paveiktais darbs $l = 0$.

Izohora T, s diagrammā (5.10. att. b) attēlojas kā logaritmisks līknes gan pārkarsētā apgabalā (augšējā daļa), gan mitra



5.10. att. Ūdens tvaika izohoriskais process.

tvaika apgabalā (apakšējā daļā).

h, s diagrammā (5.10. att., c) izohora ir izliekta likne, kas saglabā savu raksturu gan pārkarsēta, gan piesātināta tvaika apgabalos.

Izohoriskā norisē tvaiks darbu nevar veikt, tāpēc visu pievadīto siltumu tvaiks patērē iekšējās enerģijas izmaiņai:

$$q = u_2 - u_1; l = 0.$$

Ja $u = h - pv$, tad $q = h_2 - p_2v_2 - (h_1 - p_1v) = h_2 - v(p_2 - p_1)$.

Izobāriskais process.

p, v koordinātēs izobāru attēlo kā horizontālu taisni, zem kuras esošais laukums attēlo tvaika veikto darbu (5.11.att. a). Piesātināta tvaika robežās izobāra sakrīt ar izotermu (5.11.att. b). Veiktais darbs $l = p(v_2 - v_1)$.

Pievadītais siltuma daudzums $q = h_2 - h_1$.

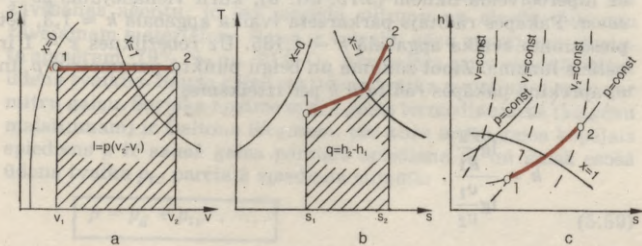
Iekšējās enerģijas izmaiņa, izmantojot tvaika entalpiju.

$$u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - p(v_2 - v_1).$$

Izotermiskais process.

Izoterma piesātināta tvaika robežās sakrīt ar izobāru (5.12. att. a).

Izotermiskā norisē pievadītais siltuma daudzums (5.12. att. b)

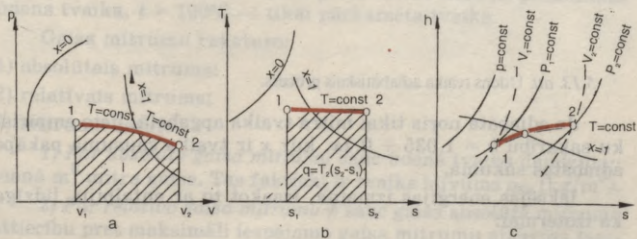


5.11. att. Ūdens tvaika izobāriskais process.

$$q = T(s_2 - s_1) .$$

Iekšējās enerģijas izmaiņas, izsakot ar entalpijām (5.12. att. c)

$$\begin{aligned} u_2 - u_1 &= h_2 - p_2 v_2 - (h_1 - p_1 v_1) = \\ &= h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1) . \end{aligned}$$



5.12. att. Ūdens tvaika izotermiskais process.

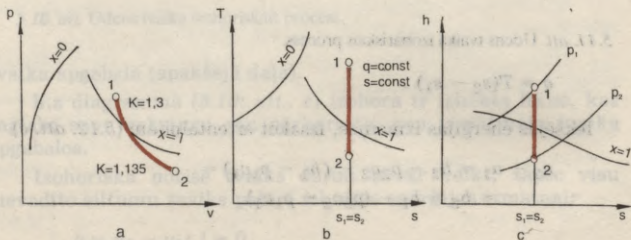
Pēc pirmā termodinamikas likuma, tvaika padarītais darbs

$$\begin{aligned} l &= q - (u_2 - u_1) = \\ &= T(s_2 - s_1) - (h_2 - h_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) . \end{aligned}$$

Adiabātiskais process.

Adiabāta noris ja $s = \text{const}$. Adiabāta p, v koordinātēs attēlota ar hiperbolveida līknēm (5.13. att. a), kuru vienādojums $pv^k = \text{const}$. Pakāpes rādītājs pārkarsēta tvaika apgalalā $k \approx 1,3$, bet piesātināta tvaika apgalalā $k = 1,135$. Uz robežliknes $x = 1$ ir neliels lūzums. Zinot sākuma un beigu punktu parametrus p un v , aprēķina pakāpes rādītāju k pēc izteiksmes

$$k = \frac{\lg \frac{p_2}{p_1}}{\lg \frac{v_1}{v_2}}$$



5.13. att. Udens tvaika adiabātiskais process.

Ja adiabāta noris tikai mitra tvaika apgalalā, lieto empīrisku sakarību $k = 1,035 + 0,1x$, kur x ir tvaika sausuma pakāpe adiabātas sākumā.

Iekšējās enerģijas izmaiņa, izsakot to ar entalpiju, līdzīga kā izotermai:

$$u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - (p_2v_2 - p_1v_1).$$

Tvaika pastrādātais darbs, ko tas veic uz iekšējās enerģijas rēķina:

$$l = -(u_2 - u_1) = h_1 - h_2 - (p_1v_1 - p_2v_2).$$

5.3. Mitrš gaiss

Daudzās siltumtehnikās iekārtās izmanto par darba vielu gaisu. Plaši lieto žāvēšanā. Gaisu lieto par siltuma nesēju, par žāvēšanas aģentu, jo tas piegādā siltumu un aizvāc mitrumu žāvējamam materiālam. Gaiss ir vairāku gāzu maisījums, pamatā apmēram -79% N_2 un -21% O_2 . Atmosfērā gaiss vienmēr satur ūdens tvaikus. Sauso gaisu un ūdens tvaika maisījumu sauc par mitru gaisu. Sevišķa nozīme mitra gaisa termodinamikā (kā gāzu maisījumam) ir Daltona likumam, pēc kura mitrā gaisa kopējais spiediens p ir sausā gaisa parciālā spiediena p_g un gaisā esošā ūdens tvaika p_{tv} parciālā spiediena summa:

$$p = p_g + p_{tv} \quad (5.59)$$

Atmosfērā esošā mitrā gaisa spiediens atbilst tā barometriskajam spiedienam. Ja gaisā esošais ūdens tvaika daudzums, izmainoties spiedienam p vai temperatūrai t_s , izrādās lielāks par atbilstošu piesātinātā tvaika daudzumu, tad liekais mitrums izdalās rasas, miglas (sīki ūdens pilieni) vai sarmas veidā.

Gaisu ar zināmu tuvinājumu var uzlūkot kā ideālu gāzi.

Ja gaisā esošā ūdens tvaika parciālais spiediens ir mazāks par tā spiedienu dotajā temperatūrā, tad ūdens tvaiks gaisā ir pārkarsētā stāvoklī un visumā pakļaujas ideālas gāzes likumiem. Paaugstinot gaisa temperatūru, gaisa piesātinātība ar ūdens tvaiku samazinās. Barometriskā spiedienā $p = 760$ mm Hg staba un $t = 100^\circ\text{C}$ «piesātināts» mitrs gaiss sastāv tikai no piesātināta ūdens tvaika, $t > 100^\circ\text{C}$ — tikai pārkarsēta tvaika.

Gaisa mitrumu raksturo:

- 1) absolūtais mitrums;
- 2) relatīvais mitrums;
- 3) mitruma saturs.

1) *Par absolūto gaisa mitrumu* sauc ūdens tvaika daudzumu vienā m^3 mitra gaisa. Tas faktiski ir tvaika blīvums ρ_{tv} (kg/m^3).

2) *Par relatīvo gaisa mitrumu* φ sauc gaisa absolūtā mitruma attiecību pret maksimāli iespējamo gaisa mitrumu attiecīgā temperatūrā un spiedienā:

$$\varphi = \frac{\rho_{tv}}{\rho_s} \quad (5.60)$$

kur ρ_s — piesātināta tvaika blīvums.

Pārkarsētam ūdens tvaikam ar zināmu tuvinājumu var pielietot gāzes stāvokļa vienādojumu un izteikt relatīvo mitrumu

ar tvaika parciāļajiem spiedieniem. Ievērojot, ka

$$\rho_{tv} = \frac{1}{v_{tv}} ;$$

$$p_{tv} \frac{1}{\rho_{tv}} = R_{tv} T ;$$

$$\rho_{tv} = \frac{p_{tv}}{R_{tv} T} . \quad (5.61)$$

Analogi $\rho_s = \frac{p_s}{R_{tv} T}$ φ var izteikt:

$$\varphi = \frac{p_{tv} R_{tv} T}{p_s R_{tv} T} = \frac{p_{tv}}{p_s} . \quad (5.62)$$

Sakarību $\varphi = \frac{p_{tv}}{p_s}$ lieto relatīvā gaisa mitruma aprēķināšanai.

3) *Gaisa mitruma saturs* ir gaisā esošā ūdens tvaika masas attiecība pret sausā gaisa masu, jeb mitruma saturs ir ūdens tvaika masa kg vai g vienā kg sausa gaisa. Mitruma saturu apzīmē ar x

$$x = \frac{\rho_{tv}}{\rho_g} . \quad (5.63)$$

Izsakot mitruma saturu gramos uz 1 kg sausa gaisa to apzīmē ar d :

$$d = \frac{\rho_{tv}}{\rho_g} \cdot 1000 . \quad (5.64)$$

Izsakot no gāzes stāvokļa vienādojuma ρ_{tv} un ρ_g un ievietojot gāzes konstantes skaitliskās vērtības, mitruma saturu izsaka šādi:

$$x = 0,622 \frac{p_{tv}}{p - p_{tv}} \quad \text{vai}$$

$$d = 622 \frac{p_{tv}}{p - p_{tv}} . \quad (5.65)$$

Izmainot mitrā gaisa temperatūru, tā mitruma saturs neizmainās. Mitrā gaisa entalpiju h arī attiecina uz 1 kg sausa gaisa. Tā sastāv no sausā gaisa entalpijas h_g un attiecīga daudzuma ūdens tvaika entalpijas h_{tv}

$$h = h_g + h_{tv} \quad (5.66)$$

Izsakot sausa gaisa entalpiju ar tā temperatūru un vidējo īpatnējo siltumu un mitruma entalpiju ar iztvaikošanas siltumu un tvaika pārkarsēšanas siltumu, $h \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right]$ aprēķināšanai iegūst izteiksmi:

$$h = 1,0t + 0,001d(2500 + 1,93t).$$

Boils (*Boyle*) Roberts (1627–1691) — angļu ķīmiķis, fiziķis un filozofs.

Pirmais zinātniski definējis ķīmiskā elementa jēdzienu (1661) un centies ķīmijā ieviest mehāniskā atomisma idejas. Atklājis vienu no gāzu pamatlikumiem (*Boila–Mariota likums*; 1662). Izveidojis kvalitatīvo ķīmisko analīzi.



Ge-Lisaks (*Gay-Lussac*) Žozefs Lujs (1778–1850) — franču ķīmiķis un fiziķis, Parīzes ZA loceklis (1806), Pēterburgas ZA ārzemju goda loceklis (1829).

Galvenie darbi ķīmijā un gāzu fizikā. Formulējis gāzu termioskās izplešanās un gāzu tilpumu attiecību likumus (*Ge-Lisaka Likumi*).



6. KOMPRESIJAS TERMODINAMISKIE PAMATI

6.1. VISPĀRĪGI JĒDZIENI

Gāzes jeb gāzu maisījuma saspiešanai un pārvietošanai izmanto mašīnas, ko sauc par ventilatoriem, gāzpūtējiem un kompresoriem. Atkarībā no kompresijas pakāpes ϵ izmanto minētās iekārtas. Kompresijas pakāpe ir beigu spiediena p_2 attiecība pret sākuma spiedienu p_1 :

$$\epsilon = \frac{p_2}{p_1}$$

Ventilatoros kompresijas pakāpe ir zema ($\epsilon = 1...1,1$) un tos lieto gāzu vai tvaiku pārvietošanai. Beigu spiediens nepārsniedz 0,01 MPa.

Gāzpūtējos kompresijas pakāpe ir 1,1...3, bet beigu spiediens nepārsniedz 0,3 MPa. Gāzpūtējus un ventilatorus lieto gāzes vai tvaiku nosūkšanai.

Kompresori ir mašīnas, kurās sasniedz kompresijas pakāpi virs 3. Ar kompresoriem veic darba vielas (gāzes, gaisa, gāzu maisījuma, tvaiku) saspiešanu un transportēšanu pa cauruļvadiem līdz patērētājam. Atkarībā no darbības principa un tā, kā darba vielu saspiež, kompresorus iedala divās grupās:

- 1) darba vielas saspiešanu panāk samazinot tās tilpumu;
- 2) darba vielu saspiež tai plūstot pa dažādu šķērsriezumu kanāliem.

Pirmās grupas kompresori ir virzuļkompresori un rotācijas kompresori. Virzuļkompresoru ražīgums ir līdz 500 m³/min.

Otrās grupas kompresori ir centrālās turbokompresori un aksiālie kompresori. Neskatoties uz konstruktīvām atšķirībām un dažādo darbības principu, termodinamiskā analīze visiem kompresoriem ir līdzīga. Termodinamiskās analīzes uzdevums ir noteikt nepieciešamo kompresora darbu, kāds jāpastrādā, lai saspiestu darba vielu ar zināmiem sākuma parametriem līdz noteiktam beigu stāvoklim.

6.2. Vienpakāpes kompresors

Apskatīsim darbības principu un veiksīm termodinamisko analīzi no pirmās grupas kompresoriem virzuļkompresoram, bet no otrās grupas kompresoriem — centrālās kompresoram (turbokompresoram).

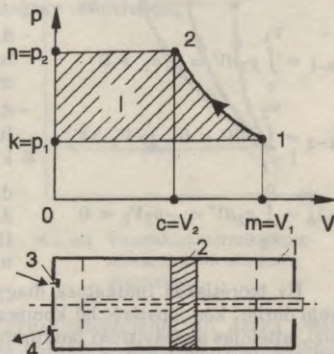
6.2.1. Virzuļkompresors

Pēc darbības veida virzuļkompresorus iedala vienpusējas un abpusējas darbības kompresoros. Abpusējas darbības kompresori atgādina abpusējas darbības sūkņus. Virzulim pārvietojoties cilindra vienā daļā notiek gāzes iesūkšana, bet otrā daļā vienlaidīgi norisinās saspiešanas process. 6.1. attēlā parādīta vienpusējas darbības virzuļkompresora shēma un indikatora teorētiskā diagramma. Kompresors sastāv no cilindra 1 un virzuļa 2; cilindra galā atrodas divi vārsti — iesūkšanas jeb ievārstis 3 un izspiešanas jeb izplūdes vārstis 4.

Indikatora diagrammu iegūst, attēlojot gāzu saspiešanas norisi virzuļkompresorā p, V koordinātēs, kur uz abscisas ass atliek gāzes tilpumu, bet uz ordinātes — gāzes spiedienu.

Indikatora teorētiskās diagrammas iegūšanai pieņem, ka kompresoram nav kaitīgās telpas, t.i., pēc darba vielas saspiešanas un izplūdes cilindrā tā nepaliek, un darba vielu iesūc un izspiež ar konstantiem spiedieniem p_1 un p_2 . Tāpat pieņem, ka nedarbojas berzes spēki starp cilindra sienu un virzuli un nav jāpatērē darbs berzes spēku pārvarēšanai. Uzskata, ka viss kompresora cilindra tilpums ir izmantots saspiešanas procesa veikšanai.

Virzulim pārvietojoties pa labi, notiek darba vielas (gāzes) iesūkšanas process cilindrā ar spiedienu p_1 ; indikatora diagrammā šo procesu attēlo ar nogriezni $k-1$. Virzuļa stāvoklis 1 ir galēji



6.1. att. Vienpakāpes virzuļkompresora indikatora teorētiskā diagramma.

labais. Sasniedzot šo stāvokli, virzulis sāk pārvietoties pa kreisi un notiek iesūktās darba vielas saspiešanas process. Šo procesu indikatora diagrammā attēlo likne 1-2. Kompresoros darba vielu iespējams saspiest izotermiskos, adiabatiskos un politropiskos temperatūras režīmos. Atbilstoši temperatūras režīmam cilindrā, likne 1-2 ir izoterma, adiabāta vai politropa. Brīdī, kad sasniegts spiediens p_2 , atveras izplūdes vārsts 4 un darba vielu ar konstantu spiedienu izspiež no cilindra spiedvadā vai spiedvertnē. Virzulis pārvietojas no stāvokļa 2 stāvoklī n un darba vielas izspiešanas procesu indikatora diagrammā attēlo nogrieznis 2-n. Tad darba vielu atkal iesūc, saspiež, izspiež utt.

Virzuļkompresorā notiek darba vielas iesūkšana, saspiešana un izspiešana no cilindra. Katra šī procesa veikšanai jāpastrādā noteikts darbs un kopējais darbs, kas jāveic kompresorā, vārpstai apgriežoties vienu reizi, summējas šādi:

$$L_{\text{tehn}} = L_{k-1} + L_{1-2} + L_{2-n}, \quad (6.1)$$

kur L_{tehn} – teorētiskais tehniskais kopējais darbs, kas jāpastrādā, vārpstai apgriežoties vienu reizi;

$L_{k-1} = \int_0^{V_1} p_1 dV = p_1 v_1 > 0$ – darbs, kas jāpatērē vielu iesūcot (ekvivalents laukumam $k-1-m-0$);

$L_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} p dV < 0$, jo $V_1 > V_2$ – darbs, kas jāpatērē darba vielu saspiežot (ekvivalents laukumam $1-2-c-m$);

$L_{2-n} = \int_{V_2}^0 p_2 dV = -p_2 V_2 < 0$ – darbs, kas jāpatērē saspiešot darba vielas izspiešanai no cilindra (ekvivalents laukumam $2-n-0-c$).

Uz teorētiskās indikatora diagrammas tehnisko darbu, t.i., ārējo darbu, kas jāpatērē, lai kompresora vārpstu apgrieztu vienu reizi, attēlojas ar iesvītroto laukumu 1-2-n-k.

$$L_{\text{tehn}} = S_{k1m0} - S_{12cm} - S_{2n0c} = -S_{k12n}, \quad (6.2)$$

kur S – atbilstošie laukumi uz indikatora diagrammas.

$$\begin{aligned} -L_{\text{tehn}} &= p_1 V_1 - L_{1-2} - p_2 V_2 = \\ &= p_1 V_1 - p_2 V_2 - L_{1-2}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

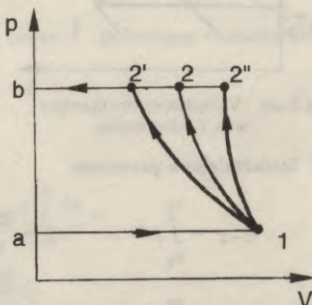
Gāzes saspiešanai nepieciešamais darbs (L_{1-2}) ir atkarīgs no saspiešanas rakstura — vai tas ir izotermisks, adiabatiskais vai

politropisks. Pats saspiešanas process ir termodinamisks, jo tajā piedalās konstants darba vielas daudzums. Iesūkšanas un izspiešanas procesi nav termodinamiski, jo tie notiek ar mainīgu vielas daudzumu. Indikatora diagramma atšķiras no p, v diagrammas ar to, ka tā attēlo tikai termodinamiskus procesus.

Ja kompresora cilindrā saspiež vārpstas viena apgrieziena laikā m kg darba vielas, un tās daudzums ir konstants, tad 1 kg saspiešanai nepieciešamo tehnisko darbu l_{tehn} izsaka ar īpatnējo tilpumu, ievērojot sakarību $V = mv$. Indikatora diagrammā kompresora tehnisko darbu attēlo ar laukumu, ko ierobežo saspiešanas procesa līkne 1-2, sākuma spiediena p_1 un beigu spiediena p_2 abscisas un nogrieznis a-b uz ordinātes ass (6.2. att.).

Ja darba vielas saspiešana notiek ļoti ātri un siltumapmaiņa starp kompresora cilindru un apkārtejo vidi ir niecīga, tad uzskata, ka process ir adiabātisks un notiek pa adiabatū 1-2'' ($pv^k = \text{const}$). Ja kompresora cilindram ir ūdens apvalks un to dzesē, tad darba vielas saspiešanu uzskata par izotermisku procesu un tas notiek pa izotermu 1-2' ($pv = \text{const}$).

No 6.2. attēla redzams, ka darba vielas saspiešanai izotermiskos apstākļos jāpatērē vismazākais ārējais darbs kompresora piedziņai (laukums 1-2'-b-a). Šajā gadījumā ir vislabākie apstākļi kompresora cilindra eļļošanai. Tomēr izotermis-



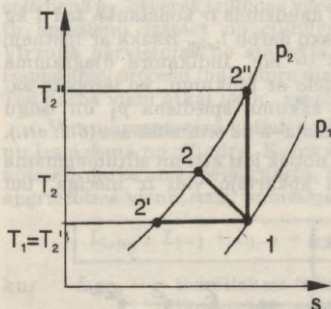
6.2. att. Vienpakāpes virzuļkompresora indikatora teorētiskā diagramma.

ka saspiešana praktiski ir grūti realizējama un darba vielas saspiešanas līkne kompresorā parasti ir politropa, kas izvietota indikatora diagrammā starp izotermu un adiabatū. Politropa 1-2 ($pv^n = \text{const}$) ir ar politropas rādītāju $n = 1,2 \dots 1,25$. Jo intensīvāk darba vielu dzesē saspiešanas procesā, jo vairāk politropa 1-2 tuvojas izotermi 1-2'. Samazinoties siltumapmaiņai, politropas rādītājs n pieaug un tuvojas adiabatās rādītājam k . Vienlaicīgi norisinās temperatūras paaugstināšanās proporcionāli beigu spiedienam p_2 un politropas rādītājam n

$$T_1^n p_1^{1-n} = T_2^n p_2^{1-n} \quad \text{vai}$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (6.4)$$

Piemēram, ja $p_1 = 0,1$ MPa un $t_1 = 16^\circ\text{C}$, un beigu temperatūra $t_2 = 160^\circ\text{C}$ adiabatiski ($k = 1,4$) saspiežot gaisu, tā spiedienu var paaugstināt četras reizes, bet saspiežot politropiski ($n = 1,2$) — desmit reizes. Beigu temperatūras T_2 saspiešanas procesā atkarību no procesa rakstura uzskatāmi rāda T, s diagramma (6.3. att.).



6.3. att. Vienpakāpes virzuļkompresora T, s diagramma.

No T, s diagrammas redzams, ka visaugstākā beigu temperatūra ir saspiežot adiabatiski (T_2'').

Atkarībā no saspiešanas procesa rakstura saspiešanas darbu izteic:

izotermiskam procesam

$$l_{1-2'} = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad p = \frac{RT}{v},$$

$$l_{1-2'} = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$RT_1 = p_1 v_1, \quad T_1 = T_2 = \text{const},$$

$$l_{1-2'} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}; \quad (6.5)$$

adiabatiskam procesam

$$l_{1-2''} = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad c_v = \text{const}.$$

$$l_{1-2''} = -\Delta u = c_v(T_1 - T_2), \quad pv = RT,$$

$$(8.3) \quad l_{1-2}'' = \frac{c_v}{R} (p_1 v_1 - p_2 v_2), \quad k = \frac{c_p}{c_v}; \quad c_p - c_v = R$$

$$\frac{c_v}{R} = \frac{c_v}{c_p - c_v} = \frac{1}{k - 1},$$

$$l_{1-2}'' = \frac{1}{k - 1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (6.6)$$

Pieņemot, ka siltumietilpības c_p un c_v ir konstantas, tad

$k = 1,66$ vienatoma gāzēm;

$k = 1,4$ divatomu gāzēm;

$k = 1,33$ trīsatomu un daudzatomu gāzēm.

politropam procesam

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad p v^n = p_1 v_1^n = \text{const} \quad \text{politropas vienādojums;}$$

$$p = \frac{p_1 v_1^n}{v^n}$$

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p_1 v_1^n \frac{dv}{v^n} = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n} =$$

$$= \left| v^{1-n} \right|_{v_1}^{v_2} \frac{p_1 v_1^n}{1-n};$$

$$l_{1-2} = \frac{p_1 v_1^n}{n-1} \left[\frac{1}{v^{n-1}} - \frac{1}{v_2^{n-1}} \right] = \frac{1}{n-1} \left[\frac{p_1 v_1^n}{v_1^{n-1}} - \frac{p_2 v_2^n}{v_2^{n-1}} \right];$$

$$l_{1-2} = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (6.7)$$

Būtībā tehniskais darbs, saspiešanas darbs un izspiešanas darbs ir negatīvi lielumi, jo ar darba vielu pastrādā darbu, bet iesūkšanas darbs ir pozitīvs, jo tā veikšanai enerģiju nepatērē. Teorētisko tehnisko darbu 1 kg darba vielas saspiešanai l_{tehn} izteic ar šādu vienādojumu :

$$l_{\text{tehn}} = \int_{v_1}^{v_2} p dv + p_2 v_2 - p_1 v_1. \quad (6.8)$$

Lai saspiešanas darbs izotermiskā, adiabatiskā un politropā procesā būtu pozitīvs lielums, pareizina ar -1 izteiksmes (6.6)–(6.8) un iegūst

$$l_{1-2}' = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}; \quad l_{1-2}'' = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1);$$

$$l_{1-2} = \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Kompresora teorētisko tehnisko darbu 1 kg darba vielas saspiešanai izotermiskā procesā l_{tehn}^i izteic ar vienādojumu:

$$l_{\text{tehn}}^i = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Izotermiskos apstākļos $p_1 v_1 = p_2 v_2$ un tehniskā darba izteiksme vienkāršojas

$$l_{\text{tehn}}^i = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (6.9)$$

Kompresora teorētisko tehnisko darbu, ko veic darba vielu saspiežot politropiski l_{tehn}^p , aprēķina šādi:

$$l_{\text{tehn}}^p = \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) + p_2 v_2 - p_1 v_1 =$$

$$= \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) \text{ vai}$$

$$l_{\text{tehn}}^p = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left(\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} - 1 \right).$$

Aizvietojot $\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{-1}{n}}$, iegūst

$$l_{\text{tehn}}^p = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (6.10)$$

Salīdzinot šo izteiksmi ar saspiešanas procesam politropos apstākļos nepieciešamo darbu l_{1-2} izteiksmē (6.7), redzams, ka teorētiskais tehniskais darbs l_{tehn}^p ir n reizes lielāks.

$$l_{\text{tehn}}^p = n \cdot l_{1-2},$$

kur n – politropas rādītājs, kas atrodas starp 1 un adiabatās rādītāju k ($1 < n \leq k$).

Kompresora teorētisko tehnisko darbu 1 kg darba vielas saspiešanai adiabatiskā procesā l_{tehn}^a izteic līdzīgi :

$$l_{\text{tehn}}^a = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (6.11)$$

Kompresora teorētisko tehnisko darbu l_{tehn}^a aprēķina arī ar entalpiju, to izteicot caur iekšējo enerģiju u .

$$l_{\text{tehn}}^a = l_{1-2} + p_2 v_2 - p_1 v_1 = u_2 - u_1 + p_2 v_2 - p_1 v_1 = (u_2 + p_2 v) - (u_1 + p_1 v_1);$$

$$l_{\text{tehn}}^a = h_2 - h_1. \quad (6.12)$$

Darba vielas saspiešana izotermiskos apstākļos ir uzskatāma par robežgadījumu politropai saspiešanai, kad $n = 1$ un savukārt, darba vielas saspiešana adiabatiskos apstākļos ir kā robežgadījums politropai saspiešanai, kad $n = k$, ($k = \frac{c_p}{c_v}$). Parasti saspiešana kompresorā notiek politropiski un $1 < n \leq k$.

Ja kompresorā darba viela ir 1 kg ideāla gāze, tad siltuma daudzumu q , kāds jāaizvada no kompresora cilindra, veicot saspiešanu politropiski, aprēķinā pēc formulas

$$q = c(T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1), \quad (6.13)$$

kur c – īpatnējais siltums politropiskā procesā

$$\frac{c - c_p}{c - c_v} = n,$$

$$cdT = c_v dT + p dv = c_p dT - v dp.$$

Atgriezeniski un līdzsvara procesi ir teorētiski procesi. Dabā notiek reālie procesi, kuri ir nelīdzsvara un neatgriezeniski. Tāpēc, ievērojot saspiešanas procesa neatgriezeniskumu kompresora cilindrā, reālais tehniskais kompresora darbs l_{tehn}^r ir lielāks par teorētisko tehnisko darbu l_{tehn} par tādu darba lielumu, kāds nepieciešams berzes spēka pārvarēšanai l_b .

$$l_{\text{tehn}}^r = l_{\text{tehn}} + l_b. \quad (6.14)$$

Līdz ar to reāli izdalītais siltums q^r , kāds jāaizvada no 1 kg ideālas gāzes, to saspiežot kompresora cilindrā, ir lielāks par berzes darbam ekvivalento siltuma daudzumu

$$q^r = q + l_b = q + q_b. \quad (6.15)$$

Saspižot reālas gāzes līdz 1 MPa, tehniskos aprēķinos izmanto ideālai gāzei iegūtās tehniskā darba un siltuma izteiksmes.

Gāzu reālais saspiešanas process virzuļkompresorā

Līdz šim analizējam virzuļkompresora indikatora ideālo diagrammu. Reālā diagramma atšķiras no ideālās, jo starp cilindra vāku un virzuļa galējo stāvokli paliek telpa līdz 10%, kuru sauc par kaitīgo tilpumu V_o .

Virzulim pārvietojoties pa labi, iesūkšana tūlīt nesākas, jo darba viela, kas palikusi kaitīgā telpā ar tilpumu V_o , izplešas pa politropu 3–4. Iesūkšana sākas tikai tad, kad virzulis atrodas stāvoklī 4. Pa līniju 4–1 notiek iesūkšana un stāvoklī 1 ir tilpums V_1 , kuru sauc par virzuļa gājienu tilpumu. Starpību starp virzuļa gājienu tilpumu V_1 un kaitīgo tilpumu V_o , sauc par derīgo tilpumu V_d .

$$V_1 - V_o = V_d. \quad (6.16)$$

Starpību starp virzuļa gājienu tilpumu V_1 un V_4 , sauc par darba vielas reālo tilpumu V_r , kāds patiesībā tiek iesūkts kom-

presora cilindrā.

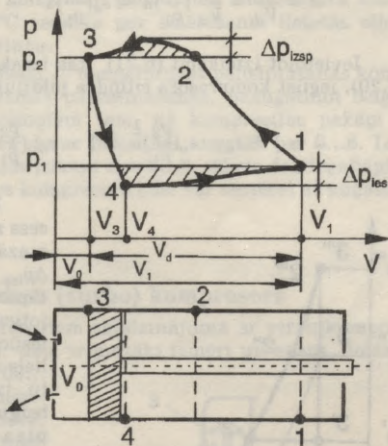
$$V_1 - V_4 = V_r. \quad (6.17)$$

Kaitīgā tilpuma attiecību pret derīgo tilpumu sauc par kaitīgā tilpuma koeficientu un apzīmē ar ϵ_o .

$$\frac{V_o}{V_d} = \epsilon_o. \quad (6.18)$$

Lielums ϵ_o ir atkarīgs no virzuļkompresora konstrukcijas un ir robežās 0,03...0,08. Kā redzams no 6.4. attēla reāla virzuļkompresora ražība vārpstai apgriežoties vienu reizi ir vienāda ar darba vielas reālo tilpumu V_r . Reālā tilpuma V_r attiecību pret kompresora cilindra derīgo tilpumu V_d sauc par kompresora cilindra pildījuma koeficientu un apzīmē ar λ .

$$\frac{V_r}{V_d} = \lambda. \quad (6.19)$$



6.4. att. Vienpakāpes virzuļkompresora indikatora reālā diagramma.

Lielumu λ aprēķina, ievēdot apzīmējumu $x = \frac{V_4}{V_d}$. Tad no 6.4. attēla izteic:

$$V_4 = V_1 - V_r = V_d + V_o - V_r,$$

$$x = \frac{V_4}{V_d} = \frac{V_d + V_o - V_r}{V_d} = 1 + \epsilon_o - \lambda,$$

$$\lambda = 1 + \epsilon_o - x. \quad (6.20)$$

Atradīsim x vērtību. Kaitīgā tilpumā palikušās darba vielas izplešanās kompresora cilindrā notiek pa politropu 3-4 ar poli-

tropas rādītāju n_o . Šai politropai raksta vienādojumu:

$$\frac{V_4}{V_3} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}}.$$

Par cik $V_3 = V_o$, tad izteic tilpumu V_4 ar izteiksmi:

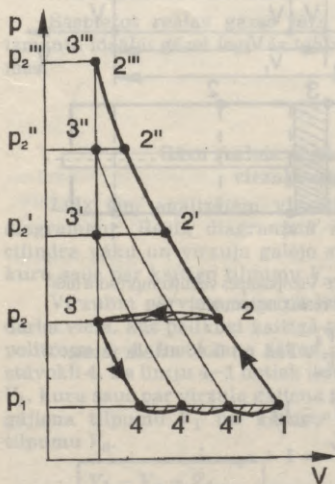
$$V_4 = V_o \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}}.$$

Meklējamā x vērtība ir:

$$x = \frac{V_4}{V_d} = \frac{V_o}{V_d} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}} = \varepsilon_o \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (6.21)$$

Ievietojot izteiksmi (6.21), kas izsaka x vērtību, izteiksmē (6.20), iegūst kompresora cilindra pildījuma koeficientu λ :

$$\lambda = 1 + \varepsilon_o - \varepsilon_o \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}} = 1 - \varepsilon_o \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right]. \quad (6.22)$$



6.5. att. Vienpakāpes virzūlkompresora indikatora reālā diagramma ar dažādiem beigu spiedieniem p_2 .

Reāli iesūkšanas process notiek spiedienā, kas ir mazāks par p_1 par lielumu $\Delta p_{ies.}$ (6.4. att.). Tas ir tā tāpēc, ka virzūlim pārvietojoties pa labi un darba vielu iesūcot, cilindrā rodas neliels retinājums. Darba vielu izspiežot no cilindra, beigu spiediens p_2 nedaudz pieaug un reāli ir $p_2 + \Delta p_{izsp.}$, jo to izsauc izplūdes vārsta un cauruļvada hidrauliskā pretestība.

No kompresora cilindra pildījuma koeficienta λ izteiksmes (6.22) redzams, ka tas samazinās, kaitīgam tilpumam V_o un darba vielas beigu spiedienam p_2 palielinoties. Jo augstāks ir p_2 , jo mazāku darba vielas tilpumu iesūc cilindrā. Paaugstinot beigu spiedienu, var izveidoties tāds stāvok-

lis, ka, kaut arī virzulis kustas un pārvietojas pat līdz galējam stāvoklim pa labi (1), spiediens cilindrā nesamazināsies līdz p_1 un tādēļ gāze netiks iesūkta. Šajā gadījumā cilindra pildījuma koeficients $\lambda = 0$ un kompresora ražība arī ir nulle (6.5. att.), punkti 3''' un 2''' sakrīt.

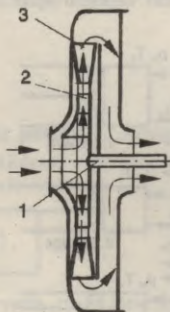
Darba vielas saspiešana kompresora cilindrā notiek pa poliotropu 1–2. Izdalās siltums. Paaugstinot beigu spiedienu, pieaug darba vielas temperatūra. Šī temperatūra var palielināties pat līdz minerāleļļas uzliesmošanas temperatūrai un tad kompresors pārkarst. Sevišķi bīstami, ja darba viela ir gaiss vai citas skābekli saturošas gāzes. Tāpēc maksimāli pieļaujamā temperatūra kompresora cilindrā ir 50°C zemāka par smērēšanai lietotās eļļas uzliesmošanas temperatūru.

Pieminētie divi iemesli — temperatūras palielināšanās kompresora cilindrā un ražības pazemināšanās, paaugstinot beigu spiedienu p_2 , ir par cēloņiem tam, ka kompresijas pakāpi ϵ vienpakāpes kompresorā nevar palielināt augstāk par 6...8. Lai paaugstinātu kompresijas pakāpi virs 6...8, jālieto daudzpakāpju saspiešana. Vienpakāpes kompresorā gāzi var saspīest ne augstāk par 0,8...1 MPa.

6.2.2. Centrbēdzes (turbo) kompresors

Centrbēdzes kompresoriem salīdzinājumā ar virzuļkompresoriem ir priekšrocības: tiem ir mazāki izmēri un svars, lielāks apgriezienu skaits (700...1500 apgr/min), vienmērīgāka darba vielas padeve, nav vārstu. Ir arī trūkumi: tos grūtāk izgatavot un remontēt, lietderības koeficients zemāks nekā virzuļkompresoriem apmēram par 5%.

Centrbēdzes kompresors sastāv no vārpstas 1, uz kuras nekustīgi piestiprināts darba rats 2 ar lāpstiņām. Tam rotējot darba vielu iesūc starp lāpstiņām un tā centrbēdzes spēku ietekmē sasniedz lielu ātrumu. Darba viela ieplūst difuzorā 3. Difuzora lāpstiņas ir nekustīgi nostiprinātas kom-



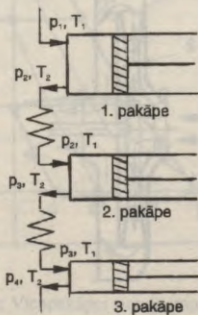
6.6. att. Centrbēdzes kompresora shēma.

presora apvalkā un darba vielai plūstot pa difuzora kanāliem, tās kinētiskā enerģija pārvēršas potenciālā un pieaug spiediens, bet pēc tam tā izplūst no kompresora spiedvadā, un pie patērētāja vai daudzpakāpju saspiešanas gadījumā — nākošā pakāpē. Darba vielu saspiežot difuzorā veic darbu. Šis darbs ir vienāds ar tehnisko darbu, kāds jāpaveic vienpakāpes virzuļkompresorā. Vienpakāpes centrālās kompresora kompresijas pakāpe ir atkarīga no darba vielas ieplūdes ātruma difuzorā, tātad no darba rata griešanās ātruma. Jo lielāks ir šis ātrums, jo augstāka būs kompresijas pakāpe, bet griešanās ātrumu limitē maksimāli pieļaujamās tehniskās iespējas.

Vienpakāpes centrālās kompresorā, tāpat kā virzuļkompresorā, darba vielu saspiež izotermiski, politropiski vai adiabatiski. Izotermiska saspiešana praktiski nav realizējama un parasti šis process ir politropisks. Centrālās kompresora indikatora teorētiskā un reālā diagramma ir līdzīga virzuļkompresoram. Visas izteiksmes, kas iegūtas tehniskā darba un izdalītā siltuma aprēķināšanai virzuļkompresoram, ir derīgas arī centrālās (turbo) kompresoram.

6.3. Daudzpakāpes kompresors

Par cik termodinamikā analīze visiem kompresoriem ir līdzīga un virzuļkompresoram iegūtas izteiksmes ir derīgas centrālās kompresoram, tad daudzpakāpju kompresora termodinamisko analīzi veiksime apskatot trīspakāpju virzuļkompresoru.



6.7. att. Trīspakāpes virzuļkompresora shēma.

Trīspakāpes virzuļkompresors darbojas pēc 6.7. attēlā dotās shēmas. Darba vielu ar parametriem p_1, T_1 iesūc pirmā cilindrā, tur saspiež līdz spiedienam p_2 pa politropu $b-c$ un teorētiskais darbs, kāds jāveic, ir vienāds ar laukumu $p_1-b-c-e-p_2$ (6.8. att.). Darba vielu saspiežot politropiski, tās temperatūra pieaug līdz T_2 un siltuma daudzums, kas jāaizvada no darba vielas ir vienāds ar iesvītrotu laukumu T,s diagrammā

zem politropas b-c (6.9. att.). Tālāk darba viela iekļūst starppakāpju dzesētājā, kur izobāros apstākļos tā atdziest līdz temperatūrai T_1 . Dzesētājā atņemtais siltuma daudzums darba vielai ir vienāds ar laukumu zem izobāras c-e (6.9. att.). Seko līdzīgi saspiešana otrā cilindrā, pēc tam dzesēšana starp otro un trešo cilindru. Pēc saspiešanas trešā kompresora cilindrā, iegūst darba vielu ar parametriem p_4, T_2 .

Teorētiskie tehniskie darbi ir vienādi visos trīs cilindros, jo kompresijas pakāpes ϵ ir vienādas. Trispakāpes kompresoram kompresijas pakāpi noteic šādi:

$$\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{p_3}{p_2} \cdot \frac{p_4}{p_3} = \frac{p_4}{p_1} \text{ vai}$$

$$\epsilon = \left(\frac{p_4}{p_1}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

Iegūtās sakarības vispārinot uz m -pakāpes kompresoru, tā kompresijas pakāpe ir

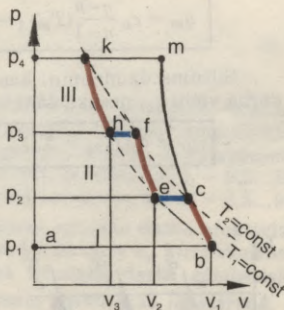
$$\epsilon = \left(\frac{p_b}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}}, \quad (6.23)$$

kur p_b – darba vielas beigu spiediens pēdējā m pakāpē.

Teorētisko tehnisko darbu m pakāpes virzuļkompresorā, ja darba vielu saspiež politropiski, noteic šādi:

$$l_{\text{tehn}}^p = \frac{mn}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_b}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{mn}} - 1 \right]. \quad (6.24)$$

Siltuma daudzumu, kas jāaizvada no katra kompresora cilindra atgriezeniskā politropā saspiešanas procesā nosaka šādi:

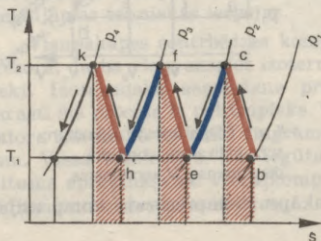


6.8. att. Trispakāpes virzuļkompresora indikatora teorētiskā diagramma p, V koordinātēs.

$$q_m = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_{m+1} - T_m). \quad (6.25)$$

Siltuma daudzumu, kas paliek dzesētājā izobāri atdzesējot darba vielu q_r , nosaka šādi:

$$q_r = c_p (T_{i+1} - T_1), \quad (6.26)$$



6.9. att. Trīspakāpes virzuļkompresora indikatora diagramma T, s koordinātēs.

kur
 T_{i+1} – dzesētājā ieplūstošās darba vielas temperatūra;
 T_1 – no dzesētāja aizplūstošās darba vielas temperatūra;
 c_p – darba vielas īpatnējais siltums vidējā temperatūrā.

No trīspakāpes virzuļkompresora indikatora teorētiskās diagrammas p, V koordinātēs redzams (6.8. att.), ka saspiežot darba vielu no p_1 līdz p_4 vienā cilindrā, kompresora teorētiskais tehniskais darbs būtu lielāks par laukumu $c-e-f-h-k-m-c$.

6.4. Reālie kompresori

Reālos kompresorus iedala divās grupās: 1) ar dzesējošo apvalku; 2) bez dzesējošā apvalka. Jo intensīvāk kompresoru dzesē, jo temperatūras režīms ir tuvāk izotermiskam. Ja dzesējošā apvalka nav, tad temperatūras režīms kompresorā tuvojas adiabatiskam.

Reāla kompresora ar dzesējošo apvalku darba efektivitāti raksturo ar izotermisko lietderības koeficientu η_i , kura skaitliskā vērtība ir kompresora teorētiskā tehniskā darba izotermiskos apstākļos l_{tehn}^i attiecība pret reālo darbu l_r , kāds jāpatērē kompresora piedziņai, neievērojot mehāniskos zudumus

$$\eta_i = \frac{l_{\text{tehn}}^i}{l_r} \quad (6.27)$$

Izotermiskā lietderības koeficienta η_i skaitliskā vērtība ir atkarīga no: 1) reālā saspiešanas procesa; 2) darba vielas iesūkšanas un izspiešanas procesa neatgriezeniskuma; 3) siltumapmaiņas intensitātes. Vienpakāpes virzuļkompresoram $\eta_i = 0,5 \dots 0,8$, bet vienpakāpes centrālās (turbo) kompresoram $\eta_i = 0,5 \dots 0,7$.

Reāla kompresora bez dzesējoša apvalka darba efektivitāti raksturo ar adiabatisko lietderības koeficientu η_a , kura skaitliskā vērtība ir kompresora teorētiskā tehniskā darba adiabatiskās saspiešanas l_{tehn}^a attiecība pret reālo darbu, kas jāpāstrādā, lai piedzītu kompresoru, neievērojot mehāniskos zudumus

$$\eta_a = \frac{l_{\text{tehn}}^a}{l_r} \quad (6.28)$$

Adiabatiskā lietderības koeficienta η_a skaitliskā vērtība ir atkarīga no reālā saspiešanas, iesūkšanas un izspiešanas procesa neatgriezeniskuma. Vienpakāpes virzuļkompresoram $\eta_a = 0,85$, bet centrālās kompresoram $\eta_a = 0,80$.

Kompresorā saspiežot reālas gāzes, pārkarsētu un mitru tvaiku, saspiešanas procesu var uzskatīt par adiabatisku un kompresora tehnisko darbu aprēķina

$$l_{\text{tehn}} = h_2 - h_1,$$

kur h_1 un h_2 – darba vielas entalpijas pirms un pēc saspiešanas, pieņemot, ka $s = \text{const}$.

Ja kompresoram zinām izotermisko lietderības koeficientu η_i vai adiabatisko lietderības koeficientu η_a , tad kompresora jaudu N (kW) aprēķina šādi:

kompresoram ar dzesējošo apvalku

$$N = \frac{V_o \rho_o m l_{\text{tehn}}^i}{60 \cdot 1000 \eta_i \eta_m \lambda}, \quad (6.29)$$

kompresoram bez dzesējošā apvalka

$$N = \frac{V_o \rho_o m l_{\text{tehn}}^a}{60 \cdot 1000 \eta_a \eta_m \lambda}, \quad (6.30)$$

- kur V_o – kompresora ražība, m^3/min ;
 ρ_o – blīvums darba vielai, kg/m^3 ;
 m – pakāpju skaits;
 η_m – mehāniskais lietderības koeficients, ar ko ievēro berzi gultņos, vārstu un citu palīg-mehānismu darbināšanai patērēto jaudu. Parasti $\eta_m = 0,88...0,96$;
 λ – kompresora tilpuma pildījuma koeficients, kas centrālās kompresoram ir $0,95...0,99$.

Ja saspiežamā darba viela uzskatāma par ideālu gāzi, tad

$$l_{tehn}^i = RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (6.9^a)$$

$$l_{tehn}^a = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (6.11^a)$$

$$l_{tehn}^i = -q + \Delta h = -T(S_2 - S_1) + (h_2 - h_1), \quad (6.31)$$

$$l_{tehn}^a = h_2 - h_1. \quad (6.12)$$

6.5. Kompresora dzinēja jauda

Ja kompresora vārpsta nav tieši sajūgta ar dzinēju, tad jāievēro vēl pārvada lietderības koeficients η_p . $\eta_p = 0,90...0,95$ — siksnas pārvadam; $\eta_p = 0,85...0,92$ — zobratu pārvadam.

Kompresora dzinēja jaudu N_{dz} (kW) aprēķina:

$$N_{dz} = \frac{N}{\eta_p}. \quad (6.32)$$

Izvēloties dzinēju, jāņem tāds, kura nominālā jauda ir par 10...15% lielāka par aprēķināto:

$$N_n = k_1 N_{dz}, \quad (6.33)$$

kur $k_1 = 1,10...1,15$.

Daudzpakāpju kompresora jauda vienāda ar atsevišķu pakāpju jaudu summu, t.i.

$$N^m = \sum_1^m N. \quad (6.34)$$

6.6. Kompresora dzesēšana

Vienpakāpes kompresorā darba vielu dzesē, nepārtraukti apskalojot cilindra sienas ar ūdeni. Daudzpakāpju kompresorā darba vielu vēl dzesē starppakāpju dzesētājā. Kopējo siltuma daudzumu q_k , kas jānovada no katra kilograma saspīestās darba vielas, ja to pēc saspiešanas dzesē līdz sākuma temperatūrai, aprēķina:

$$q_k = q_c + q_r, \quad (6.35)$$

kur q_c – siltuma daudzums, ko novada no cilindra sienām;
 q_r – starppakāpju dzesētājā atņemtais siltuma daudzums darba vielai.

Daudzpakāpju kompresoros ar m pakāpēm un dzesētāju skaitu $m-1$ (darba viela pēc pēdējās pakāpes netiek dzesēta) kopējo aizvadīto siltuma daudzumu (kJ/kg) 1 kg saspīezamās darba vielas aprēķina pēc vienādojuma

$$q_k = m q_c + (m - 1) q_r. \quad (6.36)$$

Ja nepieciešama atdzesēta darba viela, tad to dzesē arī pēc kompresoru pēdējās pakāpes, un kopējo aizvadīto siltuma daudzumu (kJ/kg) aprēķina:

$$q_k = m(q_c + q_r). \quad (6.37)$$

Dzesēšanai nepieciešamo ūdens daudzumu (kg/kg) aprēķina

$$G = \frac{q_k}{(t_a - t_{ie})c_{H_2O}}, \quad (6.38)$$

kur t_a – aizplūstošā ūdens temperatūra;
 t_{ie} – ieplūstošā ūdens temperatūra;
 c_{H_2O} – ūdens īpatnējais siltums, 4,19 kJ/kgK.

Dzesēšanas ūdens temperatūru starpību pieņem 10...15°C ($t_a - t_{ie} = 10...15$).

Ja kompresora ražīgums V_o (m³/h), tad dzesēšanas ūdens daudzums

$$V_{H_2O} = \frac{G V_o \rho_o}{1000}, \quad (6.39)$$

kur ρ_0 – darba vielas vidējais blīvums, (kg/m^3).

Kompresorus ar ražīgumu $1...6 \text{ m}^3/\text{min}$ dzesē ar gaisu. Dzesēšanas virsmas palielināšanai cilindra ārpusē izveido ribas, ja dzesē ar gaisu.



Torričelli (*Torricelli*) Evandželista
(1608–1647) — itāļu fiziķis un matemātiķis.

Darbi pneimatikā un mehānikā. Formulējis likumu par šķidruma iztecēšanu no trauka un izrisinājis formulu tecēšanas ātruma noteikšanai (*Torričelli formula*; 1641). Atklājis atmosfēras spiedienu un izgudrojis dzīvsudraba barometru (1643).



Bridžmens (*Bridgman*) Persijs Viljams
(1882–1961) — amerikāņu fiziķis un filozofs, ASV Nacionālās ZA loceklis.

leguvis augstu spiedienu (425 000 at) un atklājis jaunas parādības vielā, kas pakļauta augstam spiedienam. Nobela prēmija (1946).

7. SILTUMIEKĀRTU CIKLI

Otrais termodinamikas likums ir pamatā siltumiekārtu cikliem, tai skaitā arī tiem cikliem, kurus lieto ķīmiskā tehnoloģijā. Otro termodinamikas likumu lieto gāzu, tvaiku un šķidrumu termodinamisko parametru aprēķināšanai.

7.1. Siltumiekārtu ciklu termodinamiskā efektivitāte

Vislielākais termiskais lietderības koeficients dotā temperatūras diapazonā ir Karno ciklam. Realizējot šo ciklu, lieto siltuma avotu ar konstantu temperatūru, t.i., faktiski ar bezgalīgu siltumietilpību. Praksē par siltuma avotu lieto kurināmā sadegšanas produktus, kuru siltumu pārvērs darbā un šo produktu siltumietilpība nav bezgalīga, bet gan galīgs lielums. Sadegšanas produkti atdodot siltumu, paši atdziest, un tāpēc realizēt izotermisku darba vielas izplešanās maksimālā sadegšanas temperatūrā nav iespējams. Reālie apstākļi un siltumiekārtu ciklu termodinamiskā efektivitāte jānovērtē ar ekserģijas zudumiem.

Ekserģētiskais un termiskais lietderības koeficients vispusīgi novērtē aparātā vai iekārtā norisošo procesu termodinamisko pilnību. *Termiskais lietderības koeficients* un ar to saistītā *siltuma bilances metode* ļauj aprēķināt to siltuma daudzumu, kas dotā aparātā pārvēršas darbā, kā arī to siltuma daudzumu, kas atdots dzesinātājam un netiek lietots darba veikšanai. Uz dzesinātāju aizvadītā siltuma potenciālās iespējas pastrādāt kaut kādu derīgo darbu netiek izvērtētas ar šo siltuma bilances metodi.

Turpretī *ekserģētiskā metode* analizē siltuma pārvēršanas procesa darbā kvalitāti, ļauj noteikt iemeslus un aprēķināt darba vielas un siltuma plūsmas darbaspēju zudumus, kā arī parāda iespējas zudumu likvidešanai, iekārtas darba efektivitātes paaugstināšanai un ekserģētiskā lietderības koeficienta palielināšanai. Lai pilnīgāk analizētu siltumiekārtu efektivitāti, paralēli

jāizmanto kā ekserģijas metode, tā siltuma bilances metode.

Siltuma iekārtu nozīme ir pārvērst siltumu derīgā darbā. Šajās iekārtās par siltuma avotu lieto degvielu, kurai ir noteikts sadegšanas siltums Q . Maksimālo derīgo darbu L_{\max} , kuru var iegūt veicot ķīmisko reakciju (tai skaitā arī degvielas sadedzināšanu), aprēķina pēc Gibbsa un Helmholca iegūtās sakarības ķīmiskā termodinamikā:

$$L_{\max} = Q + \frac{T dL_{\max}}{dT} \quad (7.1)$$

Šis darbs var būt mazāks par sadegšanas siltumu Q , bet var būt arī lielāks. Tas ir atkarīgs no $\frac{dL_{\max}}{dT}$ zīmes. Aprēķini rāda, ka parasti $L_{\max} \approx Q$, t.i., ka organiskā kurināmā enerģija apmēram ir vienāda ar sadegšanas siltumu. Teorētiski darbā var pārvērst visu reakcijas siltumu.

Siltuma iekārtās kurināmajam sadegot, kurināmā enerģija vispirms pārvēršas siltumā un pēc tam izdalījušos siltumu izmanto mehāniskās enerģijas iegūšanai. Degšanas process ir nelīdzsvara process, neatgriezenisks process, kura norise saistās ar darbaspēju zudumu un šie zudumi ir jo lielāki, jo zemāka ir kurināmā sadegšanas (siltuma avota) temperatūra T_1 . Modernos tvaika katlos, kuros augsta temperatūra, ekserģijas zudumi degšanas procesam sasniedz 20...30%.

Lai parādītu siltumapmaiņas procesu, kā nelīdzsvara procesu un atklātu starpību starp ekserģijas un siltuma bilances metodēm, apskatīsim siltuma pāreju no viena siltuma nesēja uz otru un konkrēti, no kurināmā sadegšanas produktiem uz ūdeni un tvaiku tvaika katlā.

Sadegšanas produkti izobāri pa līniju 1-2 atdzīest (7.1. att.) un atdod siltumu $Q_g = m_g(h_{1g} - h_{2g})$, ko izmanto ūdens uzsildīšanai (līnija 3-4), iztvaikošanai (līnija 4-5) un tvaika pārkarsēšanai (līnija 5-6). Ja neievēro siltuma zudumus apkārtējā vidē, tad dūmgāzu atdotais siltums Q_g ir vienāds ar ūdens un tvaika uzņemto siltuma daudzumu

$$Q_{lv.} = D(h_6 - h_3);$$

$$Q_{lv.} = Q_g;$$

$$m_g(h_{1g} - h_{2g}) =$$

$$= D(h_6 - h_3),$$

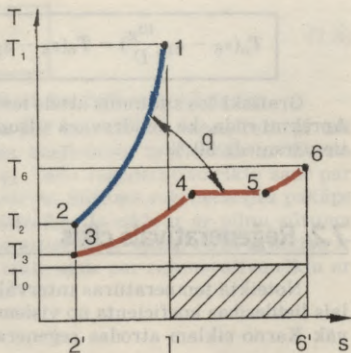
kur

m_g – dūmgāzu masas patēriņš;

D – tvaika masas patēriņš;

$h_{1g} \dots h_{6g}$ – atbilstošo vielu entalpijas.

Lai aprakstītos procesus attēlotu T, s diagrammā vienā mērogā, ūdens un tvaika entropija attiecinātas uz 1 kg un arī dūmgāzu entropijas — uz 1 kg tvaika, t.i.



7.1. att. T, s diagramma ekserģētisko zudumu aprēķināšanai nelīdzsvara siltumapmaiņas procesā.

$$s_1 = s_{1g} \frac{m_g}{D}, \quad s_2 = s_{2g} \frac{m_g}{D},$$

kur s_g – dūmgāzu īpatnējā entropija.

Par entropijas atskaites sākumu pieņemts $s_2 \frac{m_g}{D} = s_3$. Laukums $S_{1,1',2',2}$ izsaka dūmgāzu atdoto siltuma daudzumu, bet laukums $S_{2',3,4,5,6,6'}$ izsaka ekvivalento siltuma daudzumu, kādu uzņem ūdens tvaiks. Šie laukumi ir vienādi.

Dūmgāzēm sākumā ekserģija ir:

$$e_1 = [h_{1g} - h_{0g} - T_0(s_{1g} - s_{0g})] \frac{m_g}{D}, \text{ bet beigās}$$

$$e_2 = [h_{2g} - h_{0g} - T_0(s_{2g} - s_{0g})] \frac{m_g}{D}.$$

1 kg tvaika iegūšanai ekserģijas zudumi sastāda:

$$e_1 - e_2 = [h_{1g} - h_2 - h_{2g} - T_0(s_{1g} - s_{2g})] \frac{m_g}{D}$$

Atbilstoši 1 kg tvaika ekserģija pieaug

$$e_6 - e_3 = [h_6 - h_3 - T_0(s_6 - s_3)].$$

Ekserģijas zudumi siltuma pārnese rezultātā ir

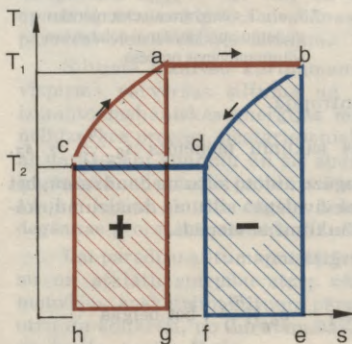
$$[(e_1 - e_2) - (e_6 - e_3)] \quad \text{vai}$$

$$T_o(s_6 - s_{1g} \frac{m_g}{D}) = T_o(s_6 - s_1). \quad (7.2)$$

Grafiski šos zudumus attēlo iesvītrotais laukums 7.1. attēlā. Aprēķini rāda, ka nelīdzsvara siltumapmaiņas procesa gadījumā tie pārsniedz 30 %.

7.2. Reģeneratīvais cikls

Noteiktā temperatūras intervālā Karno ciklam ir maksimālais lietderības koeficients no visiem iespējamiem cikliem. Vistuvāk Karno ciklam atrodas reģeneratīvais cikls (7.2. att.). Cikls sastāv no divām izotermām *ab* un divām ekvidisantām līknēm *ac* un *bd*. Pa līniju *bd* aizvada siltumu no darba vielas un šo aizvadīto siltumu raksturo laukums S_{bdfe} . Pa līniju *ca* darba vielai pievada tikpat daudz siltuma kā aizvada. Pievadītais siltums ir vienāds ar laukumu S_{cagh} .



7.2. att. Reģeneratīvais cikls
 T, s koordinātēs.

Ļoti daudzus siltuma apmainītājus cikla apgabalos *ca* un *bd*, kuri nodrošina atgriezeniskus procesus, samaina ar reģeneratoriem. Šie reģeneratori procesa laikā *ca* atdos to siltumu darba

vielai, ko tie saņem no darba vielas procesā *bd*. Veicot ciklu, katrs no daudziem reģeneratoriem kopumā siltumu nesapņems un neatdos. Cikla laikā darba vielai pievadītais siltums ir

$$q_1 = T_1(s_b - s_a) = S_{abeg},$$

bet no tās aizvadītais siltums ir

$$q_2 = T_2(s_d - s_c) = S_{dfhc}.$$

Par cik līknes *ac* un *bd* ir ekvidisantas, tad $s_b - s_a = s_d - s_c$ un cikla termiskais lietderības koeficients ir

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta_k, \quad (7.3)$$

kur η_k — Karno cikla termiskais lietderības koeficients.

Tātad, ja ciklā darbojas ļoti liels skaits reģeneratoru, tad reģeneratīvā cikla lietderības koeficients ir vienāds ar Karno cikla lietderības koeficientu η_k . Tādu reģeneratīvo ciklu sauc par ciklu ar pilnu siltuma reģenerāciju. Siltuma reģenerācijas pakāpe ir laukumu S_{cagh} un S_{bdfe} attiecība. Ja cikls ir ar pilnu siltuma reģenerāciju, tad šo laukumu attiecība ir viens. Ja šī attiecība ir mazāka par vienu, tad tādu ciklu sauc par reģeneratīvo ciklu ar nepilnu siltuma reģenerāciju.

7.3. Iekšdedzes dzinēju cikli

Lai samazinātu ekserģētiskos zudumus, kuri rodas ne-līdzsvara siltumapmaiņas rezultātā, iekšdedzes dzinējā degvielu sadedzina cilindrā un karstie sadegšanas produkti pastrādā lietderīgo darbu.

Iekšdedzes dzinējiem no termodinamikas viedokļa vislabāk būtu strādāt pēc tiešā Karno cikla, kuram ir visaugstākais lietderības koeficients. Praktiski to nav izdevies realizēt gan konstruktīvo, gan citu iemeslu dēļ. Siltuma enerģijas pārvēršanu darbā iekšdedzes dzinējos realizē ar citiem termiskiem cikliem.

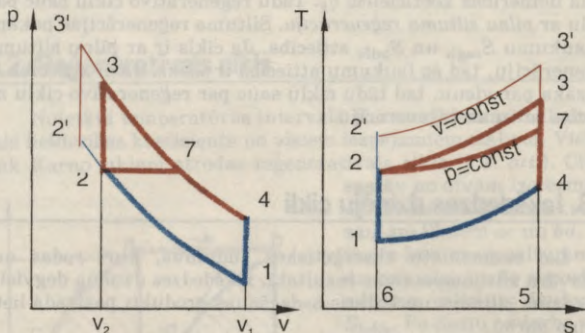
Aplūkojot teorētiskos iekšdedzes dzinēju ciklus, pieņem, ka darba viela cikla laikā nemainās un nav siltuma zudumu, t.i., cikli ir atgriezeniski. Protams, reālie iekšdedzes dzinēju cikli ir neatgriezeniski, jo darba viela (degvielas sadegšanas produkti) cikla laikā izmainās, ir siltuma un berzes zudumi.

Praktiski iekšdedzes virzuļu dzinējos lieto trīs ciklus (iedalot atkarībā no siltuma pievadišanas paņēmiena):

- a) ciklu ar izohorisku siltuma pievadišanu — Oto ciklu;
- b) ciklu ar izobārisku siltuma pievadišanu — Dīzeļa ciklu;
- c) ciklu ar kombinētu siltuma pievadišanu — Sabatjē ciklu, Trinklera ciklu.

Teorētiskais iekšdedzes dzinēja cikls sastāv no adiabatiskas saspiešanas (adiabāta 1–2), siltuma pievadišanas (sadedzšanas process) pa izohoru 2–3 vai izobāru 2–7, adiabatiskas sadegšanas produktu izplešanās pa līniju 3–4 vai 7–4 un izohoras siltuma aizvadīšanas 4–1 (7.3. att.). Reālos dzinējos siltuma pievadišana

notiek degvielas sadegšanas rezultātā. Ja benzīna tvaiki sajaukti ar degšanai nepieciešamo gaisu daudzumu līdz iesmidzināšanai cilindrā, maisījums sadeg momentāni un siltuma pievadīšana notiek tuvu izohoram procesam. Ja cilindrā saspiež tikai gaisu un pēc tam iesmidzina degvielu, tad tās padevi var noregulēt tā, ka degmaisījuma degšanas laikā spiediens nemainās un nosacīti var pieņemt, ka siltumu pievada izobāros apstākļos.



7.3. att. Iekšdedzes dzinēju cikli p,v un T,s koordinātēs.

Lai dzinēja cilindru neizgatavotu ļoti garu un arī virzuļa gājiens nebūtu ļoti liels, sadegšanas produkti iekšdedzes dzinējos neizplešas līdz atmosfēras spiedienam p_1 , bet tikai līdz spiedienam p_4 . Pie spiediena p_4 atveras izplūdes vārsts un karstie sadegšanas produkti ar temperatūru T_4 izplūst atmosfērā. Spiedieni starpība $p_4 - p_1$ šajā gadījumā nelietderīgi zūd. Ideālā ciklā šo procesu aizvieto ar izohoru siltuma aizvadišanu 4-1.

Cilindra pilnā tilpuma attiecību pret sadegšanas kameras tilpumu sauc par *kompresijas pakāpi* ϵ . Ideālam ciklam (7.3. att.) kompresijas pakāpi izsaka ar īpatnējo tilpumu attiecību

$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2} \quad (7.4)$$

Kompresijas pakāpe ir svarīgākais parametrs, kas nosaka cikla termisko lietderības koeficientu. Apskatīsim divus ciklus ar kopīgiem punktiem 1 un 4, no kuriem viens ir ar lielāku kompresijas pakāpi ϵ (cikls 1,2',3',4) kā otrs (cikls 1,2,3,4). Lielākai kompresijas pakāpei atbilst augstāka temperatūra saspiešanas procesa 1-2 beigās. Attiecīgi arī izohora 2'-3' T,s

diagrammā izvietota augstāk kā izohora 2-3. No 7.3. attēla T,s diagrammas redzams, ka ciklam 1,2',3',4 pievadītais siltums q_1 (laukums $S_{2',3',5,6}$) ir lielāks kā ciklam 1,2,3,4 pievadītais siltums (laukums $S_{2,3,5,6}$). Aizvadītais siltums q_2 abos ciklos ir viens un tas pats (laukums $S_{4,5,6,1}$). Termiskais lietderības koeficients $\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$ lielāks ir ciklam 1,2',3',4.

Iekšdedzes dzinējam cikla termiskais lietderības koeficients pieaug paaugstinot kompresijas pakāpi ε . Nav grūti iegūt η_t atkarību no ε , piemēram, ciklam ar degvielas sadegšanu konstantā tilpumā ($\nu = \text{const}$). Ja īpatnējais siltums ir konstants, tad

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2)} = \\ &= 1 - \frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right) T_1}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right) T_2} \end{aligned}$$

Ja adiabatās rādītāji k saspiešanas un izplešanās procesiem ir vienādi, tad

$$\begin{aligned} \frac{T_3}{T_4} &= \frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^{k-1}; \\ \frac{T_3}{T_2} &= \frac{T_4}{T_1} = \varepsilon^{k-1} \end{aligned}$$

un šim ciklam termiskais lietderības koeficients ir

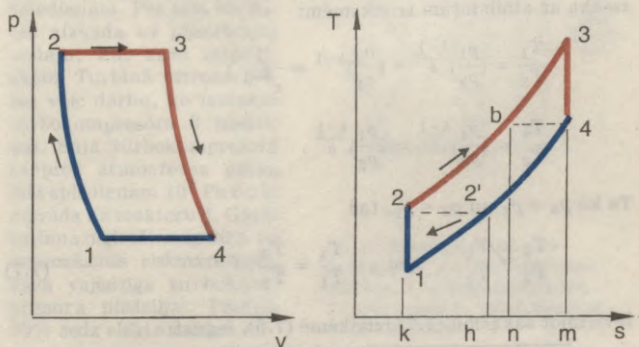
$$\boxed{\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}} \quad (7.5)$$

Iekšdedzes dzinēja termiskā lietderības koeficienta palielināšanās ar kompresijas pakāpes ε paaugstināšanu saistīta ar cikla maksimālās temperatūras paaugstināšanos, t.i., ar ekslerģijas zudumu samazināšanos degšanas procesā, kas ir nelīdzsvara process. Maksimālā kompresijas pakāpe karburatora dzinējā ierobežota ar degmaisījuma pašuzliesmošanu un ε nepārsniedz 9...10.

Dīzeļa dzinējos $\varepsilon \approx 18$, jo virzulis saspiež gaisu un ievērojami palielina cikla lietderības koeficientu. Tomēr, ja ir vienādas

serģijas zudumus izdodas samazināt gāzes turbīnas ciklā. Šāda cikla principiālā shēma dota 7.4. attēlā.

Sadegšanas kamerā 2 pievada saspiestu gaisu no turbokompresora 1 un ar sūkni šķidro kurināmo no tvertnes 4. Sadegšanas kamerā rodas sadegšanas produkti, kas ieplūst gāzes turbīnā 3, kurā gāzu potenciālā enerģija pārvēršas plūsmas kinētiskajā enerģijā. Sadegušās gāzes veic darbu. Degvielas sadegšana kamerā 2 notiek izobāros vai izohoros apstākļos. Rūpniecībā galvenokārt izmanto gāzu turbīnas ciklus, kuros kurināmo sadedzina izobāros apstākļos ($p = \text{const}$). Tāda cikla norises procesi parādīti p, v un T, s koordinātēs 7.5. attēlā.



7.5. att. Gāzu turbīnas cikls ar siltuma pievadišanu izobāros apstākļos ($p = \text{const}$) p, v un T, s koordinātēs.

p, v un T, s diagrammas zīmē lietojot šādus pieņēmumus. Darba vielu — sadegšanas produktus un gaisu, uzskata kā vienu vielu un tā ir ideāla gāze, kas veic ciklu. Gaisa saspiešanas reālo procesu kompresorā pa līniju 1–2 uzskata par atgriezenisku adiabatisku ideālas gāzes saspiešanas procesu. Degvielas sadedzināšanu degšanas kamerā uzskata par atgriezenisku izobāru siltuma pievadišanas procesu ideālai gāzei (izobāra 2–3). Degšanas produktu izplešanos gāzes turbīnā (adiabāta 3–4) uzskata par atgriezenisku adiabatisku ideālas gāzes izplešanos. No turbīnas izplūstošo reālo gāzu atdzišanas procesu 4–1 uzskata par atgriezenisku izobārisku siltuma aizvadišanu no ideālas gāzes. Izmantojot šos pieņēmumus, uzraksta gāzu turbīnas ciklam termisko lietderības koeficientu η_{GTC} :

$$\eta_{GTC} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} =$$

$$= 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \cdot \frac{T_1}{T_2}. \quad (7.6)$$

Ievēdot kompresijas pakāpi $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$, adiabatās 1-2 un 3-4 izsaka ar atbilstošām izteiksmēm:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}};$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Tā kā $p_4 = p_2$ un $p_3 = p_2$, tad

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{vai} \quad \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}. \quad (7.7)$$

Ievietojot sakarību (7.7) izteiksmē (7.6), iegūst:

$$\eta_{GTC} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (7.8)$$

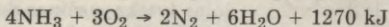
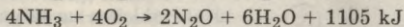
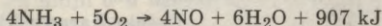
kur k – adiabatās rādītājs; ε – kompresijas pakāpe.

Gāzu turbīnas cikla termiskais lietderības koeficients pieaug, palielinot turbokompresorā gaisa saspiešanos pakāpi ε un adiabatās rādītāju k . Tā kā no turbīnas aizplūstošo gāzu temperatūra T_4 ir lielāka par saspiebtā gaisa temperatūru T_2 turbokompresorā, tad daļu siltuma no aizplūstošām gāzēm (T, s diagrammā laukums $S_{2',4,m,h}$) izlieto degšanas kamerā padotā gaisa uzsildīšanai. Teorētiski šo gaisu uzsilda līdz temperatūrai T_4 , pievadot tam siltumu ekvivalentu laukumiem $S_{2,b,n,k} = S_{2',4,m,h}$. Siltuma apmaiņu nodrošina siltumapmainītājā – reģeneratorā. Šis pasākums palielinātu GTC termisko lietderības koeficientu.

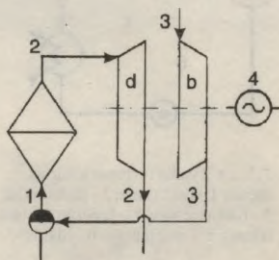
Ķīmiskā rūpniecībā GTC lieto eksotermisku ķīmisku reakciju siltuma utilizācijai. 7.6. attēlā parādīta principiāla shēma šim ciklam, ja slāpekļskābi ražo no amonjaka, to oksidējot par

nitrozes gāzēm.

Ķīmiskā reaktorā 1, ja spiediens $p = 10^6$ Pa, norit oksidēšanās reakcijas ar lielu siltuma izdalīšanos:



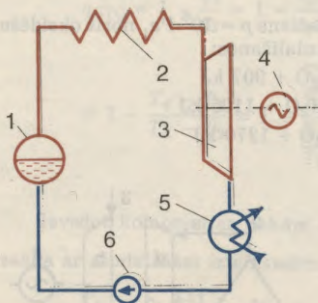
Nitrozes gāzes (NO, N₂O, N₂) ar lielu iekšējo enerģiju ieplūst gāzes turbīnā 2, kur tās izplešas līdz atmosfēras spiedienam. Pēc tam šīs gāzes aizvada uz absorbcijas nodaļu, kur ražo slāpekļskābi. Turbīnā nitrozes gāzes veic darbu, ko izmanto turbokompresora 3 piedziņai. Šajā turbokompresorā saspiež atmosfēras gaisu līdz spiedienam 10^6 Pa un to aizvada uz reaktoru 1. Gāzes turbīna nodrošina ap 30% no nepieciešamās elektroenerģijas, kāda vajadzīga turbokompresora piedziņai. Pārējos 70% sedz elektromotors 4.



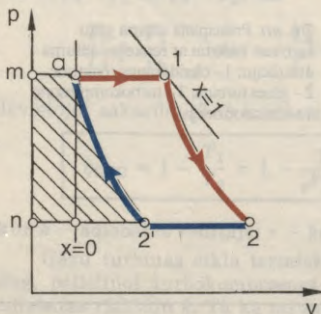
7.6. att. Principālā shēma gāzu turbīnas iekārtai ar reakcijas siltuma utilizāciju: 1 – oksidēšanas reaktors; 2 – gāzes turbīna; 3 – turbokompresors; 4 – elektrodzinējs.

7.5. Tvaika turbīnas cikli

Tvaika katla kurtuvē sadedzina kurināmo. Iegūtās dūmgāzes atdod siltumu caur katla sienu ūdenim. Ūdens uzsilst un pārvēršas piesātinātā tvaikā ar spiedienu p_1 . Tvaiku aizvada uz pārkarsētāju 2, kur izobāros apstākļos ($p = \text{const}$) tvaiku uzkarsē līdz temperatūrai t_1 . Pēc tam tvaiks nokļūst siltuma mašīnā — tvaika turbīnā 3, kur tas veic darbu un izmaina savus parametrus no p_1 un t_1 līdz p_2 un t_2 . Iegūtais darbs transformējas elektroenerģijā ģeneratorā 4, kurš atrodas uz vienas ass ar tvaika turbīnu. Atstrādātais tvaiks ar parametriem p_2 , t_2 tālāk aizplūst uz kondensatoru 5, kur kondensējas temperatūrā t_2 . Ar sūkni 6



7.7. att. Tvaika turbīnas iekārtas shēma: 1 – tvaika katls; 2 – pārkarsetājs; 3 – tvaika turbīna; 4 – ģenerators (elektrības); 5 – dzesinātājs; 6 – sūknis.



7.8. att. Tvaika turbīnas cikls, p,v koordinātes, darbojoties pēc Karno cikla.

kondensātu atgriež atpakaļ tvaika katlā 1 un cikls noslēdzas.

Tiešais Karno cikls ir ideāls cikls un uz to pamatojas tvaika mašīnas darbība. Tvaika turbīnas cikla piemērs parāda, ka nav izdevīgi to realizēt pēc Karno cikla. Uzzīmēsim tvaika iekārtas ciklu, kas darbojas mitra tvaika apgabalā pēc Karno cikla (7.8.att.).

Pa līniju 2'-a notiek mitra tvaika izotermiska saspiešana un to var veikt tikai liela izmēra cilindrā. Jo augstāku spiedienu jāsasniedz, jo lielāki ir kompresora cilindra izmēri. Pieaugot kompresora gabarītiem, pieaug darba zudumi, kas saistīti ar berzes spēku pārvarēšanu un līdz ar to cikla reālais lietderības koeficients ir mazāks par teorētisko.

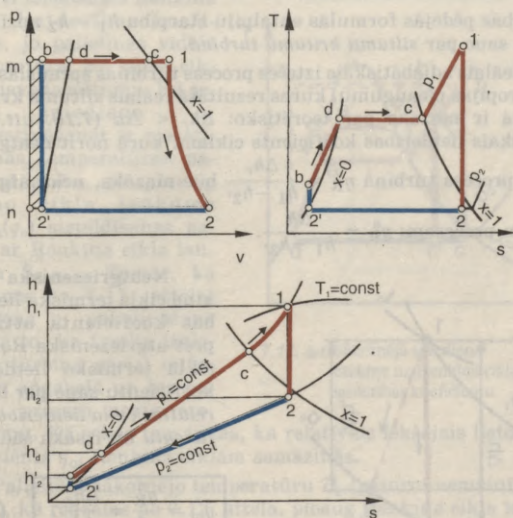
Izmainot Karno ciklam izskatu, samazina kompresora cilindra izmērus un uzlabo siltuma izmantošanu. Tomēr termiskais lietderības koeficients arī tādā ciklā būs mazāks par Karno cikla termisko lietderības koeficientu. Pēc izmaiņām Karno cikla strādā Renkina cikls.

7.5.1. Renkina cikls

Izmainīt Karno ciklu ieteica skotu inženieris un fiziķis V.Dž.Renkina.

Pēc Renkina cikla (7.9.att.) strādā tvaika iekārtas. Pa līniju

2-2' notiek tvaika turbīnā attvaika kondensācija, pa līniju 2'-b kondensātu adiabatiski saspiež, bet niecīgās ūdens saspiešanas rezultātā, norit izohoriska spiediena paaugstināšana no p_2 līdz p_1 . Pa līniju b-d uzsilda izobāros apstākļos ūdeni tvaika katlā (ģeneratorā), līnija dc attēlo iztvaikošanas procesu un līnija c-1 — izobāru tvaika pārkarsēšanu. Pa adiabatū 1-2 notiek tvaika izplešanās turbīnā. p,v diagrammā laukums S_{m12n} izsaka turbīnas tehnisko darbu, laukums $S_{b2'nm}$ — sūkņa tehnisko darbu, bet abu laukumu starpība ir laukums $S_{b122'}$, kas izteic cikla darbu, ko elektroģeneratorā pārvērš elektroenerģijā. Termiskais



7.9. att. Renkina cikla grafiskais attēlojums p,v, T,s un h,s koordinātēs.

lietderības koeficients Renkina ciklam η_R ir:

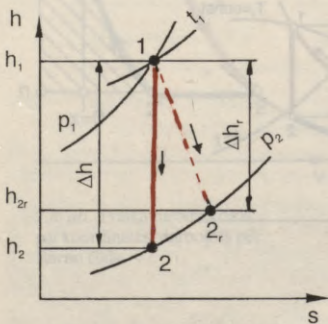
$$\eta_R = \frac{l_c}{q_1} = \frac{l_{\text{turb}} - l_{\text{sūkņim}}}{q_1} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_b - h_2')}{h_1 - h_b} = \frac{\Delta h - v(p_1 - p_2)}{(h_1 - h_2') - v(p_1 - p_2)}, \quad (7.9)$$

tā kā $h_b - h_2' = v(p_1 - p_2)$ vai $h_b = h_2' + v(p_1 - p_2)$. Ja neievēro sūkņa tehnisko darbu $h_b - h_2'$, kas ir relatīvi mazs salīdzinot ar turbīnas tehnisko darbu un $q_1 = h_1 - h_b$, tad izteiksmi (7.9) pāraksta

$$\eta_R = \frac{\Delta h}{h_1 - h_2}, \quad (7.10)$$

Abās pēdējās formulās entalpiju starpību $h_1 - h_2$ apzīmē ar Δh un sauc par *siltuma kritumu turbīnā*.

Reālais adiabatiskais izteces process turbīnas sprauslās norit ar entropijas pieaugumu, kuras rezultātā reālais siltuma kritums turbīnā ir mazāks par teorētisko: $\Delta h_r < \Delta h$ (7.10. att.), bet termiskais lietderības koeficients ciklam, kurā norit neatgriezenisks process turbīnā $\eta_R^n = \frac{\Delta h_r}{h_1 - h_2}$, būs mazāks, nekā atgriezeniskam procesam: $\eta_R^a = \frac{\Delta h}{h_1 - h_2}$.



7.10. att. Teorētiskais un reālais siltuma kritums tvaika turbīnā h, s koordinātēs.

Neatgriezeniska Renkina cikla termiskā lietderības koeficienta attiecību pret atgriezeniska Renkina cikla termisko lietderības koeficientu sauc par *iekšējo relatīvo cikla lietderības koeficientu* un izsaka šādi:

$$\eta_{oi} = \frac{\eta_R^n}{\eta_R^a} = \frac{\Delta h_r}{\Delta h}. \quad (7.11)$$

Renkina cikla termodinamisko pilnību raksturo *relatīvais termiskais lietderības koeficients* η_{ot} , kas ir Renkina cikla termiskā lietderības koeficienta η_R attie-

cība pret Karno cikla η_k :

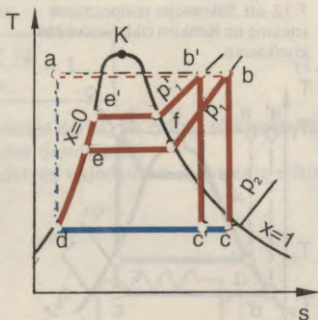
$$\eta_{ot} = \frac{\eta_R}{\eta_k} \cdot$$

(7.12)

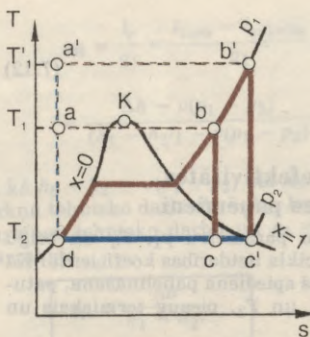
7.5.2. Renkina cikla efektivitātes paaugstināšanas paņēmieni

Aplūkosim tvaika sākotnējo parametru p_1 , T_1 un beigu spiediena p_2 ietekmi uz Renkina cikla lietderības koeficientu. Kā redzams no 7.11. attēla, sākotnējā spiediena palielināšana, paturot nemainīgas temperatūras T_1 un T_2 , pieaug termiskais un relatīvi termiskais Renkina cikla lietderības koeficients, jo palielinās vidējā temperatūra, pie kuras ciklam pievada siltumu. Kā sekas spiediena p_1 paaugstināšanai ir piesātināšanās temperatūras palielināšanās, jo pieaug Karno cikla laukuma $S_{abceda}(q_c)$ aizpildīšanas pakāpe ar Renkina cikla laukumu S_{defbcd} . Tomēr, kā redzams no 7.11. attēla, spiediena p_1 palielināšana izraisa to, ka tvaika izplešanās turbīnā pāriet mitro tvaiku apgabalā un tas palielina procesa neatgriezeniskumu. Kā sekas tam ir tas, ka relatīvais iekšējais lietderības koeficients η_{oi} Renkina ciklam samazinās.

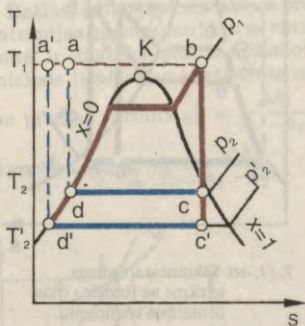
Palielinot sākotnējo temperatūru T_1 (paturot nemainīgus p_1 un p_2), kā redzams no 7.12. attēla, pieaug Renkina cikla termiskais lietderības koeficients, jo palielinās vidējā temperatūra, kurā pievada siltumu ciklam, kas palielinā iekšējo relatīvo lietderības koeficientu η_{oi} , bet vienlaicīgi pazeminā relatīvo termisko lietderības koeficientu η_{ot} , jo samazinās Karno cikla laukuma aizpildīšanas pakāpe ar Renkina cikla laukumu.



7.11. att. Sākotnējā spiediena ietekme uz Renkina cikla lietderības koeficientu.



7.12. att. Sākotnējās temperatūras ietekme uz Renkina cikla lietderības koeficientu.



7.13. att. Beigu spiediena ietekme uz Renkina cikla lietderības koeficientu.

Kā redzams no 7.13. attēla, tvaika beigu spiediena p_2 pazemināšana, paturot nemainīgus p_1 un T_1 , izraisa Renkina cikla termiskā lietderības koeficienta palielināšanos, jo mitro tvaiku apgalā notiek temperatūras T_2 pazemināšanās. Līdz ar to paplašinās cikla temperatūras robežas. Spiediena p_2 pazemināšana palielina Karno cikla laukuma aizpildīšanas pakāpi ar Renkina ciklu un palielina Renkina cikla relatīvo termisko lietderības koeficientu η_{ot} . Tomēr pazeminot tvaika beigu spiedienu p_2 , tā izplešanās turbīnā notiek mitro tvaiku apgalā, kā rezultātā pieaug procesa neatgriezeniskums un Renkina cikla iekšējais relatīvais lietderības koeficients η_{oi} samazinās.

No šīs analīzes izriet, ka vienlaicīga tvaika sākotnējo parametru palielināšana un beigu spiediena p_2 pazemināšana palielina Renkina cikla termodinamisko pilnību. Parasti tvaika spiediens pēc turbīnas kondensatorā ir $p_2 = 0,003 \dots 0,005$ MPa.

7.6. Siltumapgādes cikls

Termoelektrostacijās termiskais lietderības koeficients nepārsniedz 35...40%, jo tvaika iekārtās dzesinātājā zūd 60...65%

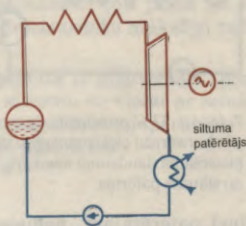
no pievadītā siltuma. Kondensatora dzesējošais ūdens saņem šo siltumu un ūdens no kondensatora, ja $p_2 = 0,004$ MPa, ir ar temperatūru 28...29°C. Ūdens ar tādu temperatūru nav izmantojams ne rūpnieciskām, ne sadzīves vajadzībām. Tad radās doma, samazināt tvaika izplešanās pakāpi, t.i., p_2 atstāt lielāku, lai pēc turbīnas būtu tvaiks, ko varētu izmantot ražošanas mērķiem: sildīt aparātus, izmantot telpu apsildei utt. Tātad, mērķis ir tvaika iekārtas ciklu pielairot tā, lai vienlaicīgi iegūtu elektroenerģiju un siltumu. Tādu tvaika iekārtas darbības principu izmanto siltumapgādes iekārtās, t.i., siltuma elektrostacijās jeb termoelektrocetrālēs (TEC). Lai uz kondensatoru aizvadāmā tvaika siltumu izmantotu tehnoloģiskām un sadzīves vajadzībām, nepieciešams palielināt spiedienu kondensatorā. Spiediena p_2 paaugstināšana pazemina tvaika iekārtas cikla termisko lietderības koeficientu, bet līdz ar to siltumapgādes iekārtā ievērojami palielinās *kopējais siltuma izmantošanas koeficients K*, kas teorētiski ir vienāds ar vienu:

$$K = \frac{l_c + q_2}{q_1} = \frac{\Delta h + q_2}{q_1} = 1, \quad (7.13)$$

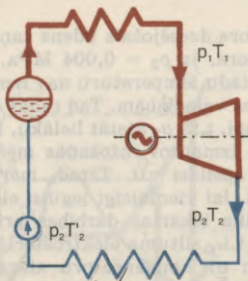
kur Δh – siltums, kas pārvēršas darbā, lai ražotu elektroenerģiju;
 q_1 – pievadītais siltuma daudzums;
 q_2 – ražošanas vai sadzīves vajadzībām izlietotais siltums.

TEC reālais kopējais siltuma izmantošanas koeficients K ir 65...70%.

Ciklu, kurā realizē elektriskās un siltuma enerģijas ražošanu, sauc par siltumapgādes vai termofikācijas ciklu. Atšķirībā no Renkina cikla, siltumapgādes ciklā turbīnā attvaika kondensācija notiek siltumapmaiņas aparātā (7.14. att.). Termofikācijas elektrostacijās izmanto pretspiediena turbīnas, kurās attvaiku padod siltumapmainītājam. Šis tvaiks pēc turbīnas ir ar tādu spiedienu, ka tam kondensējoties, dzesēšanas ūdenim kondensatorā ir

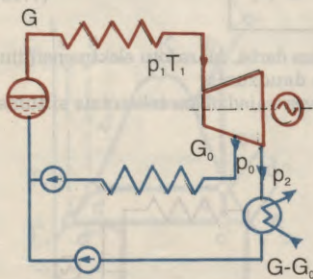


7.14. att. TEC principiālā shēma, pēc kuras ražo elektroenerģiju un siltuma patērētājs saņem karstu ūdeni.



7.15. att. TEC principiālā shēma, pēc kuras ražo elektroenerģiju un siltuma patērētājs saņem tvaiku.

ģijas izstrāde ir atkarīga no siltuma patērētāja.



7.16. att. TEC principiālā shēma, pēc kuras ražo elektroenerģiju nepieciešamā daudzumā neatkarīgi no siltuma patēriņa.

padēvi patērētājam, nemainot elektroenerģijas izstrādi. To panāk, mainot katlā saražoto tvaika daudzumu G un turbīnai padotā tvaika daudzumu $G - G_0$. Par cik šajā iekārtā zūd daļa siltuma kondensatorā, kopējais siltuma izmantošanas koeficients K ir zemāks nekā divās iepriekš apskatītās TEC principiālās shēmās, bet priekšrocība ir tā, ka elektrību un siltumu ražo pēc brīva grafika. Pēc šīs shēmas darbojas arī Rīgas TEC-1 un TEC-2.

augstāka temperatūra un to var izmantot siltumapgādē.

Shēmā 7.15. attēlā parādīta TEC, kas darbojas bez kondensatora un tvaiks pēc turbīnas nonāk tieši siltuma patērētājam. Patērētāja izmantotais tvaiks kondensāta veidā atgriežas atpakaļ uz TEC tvaika katlu. Šādā shēmā uzstādīta pretspiediena turbīna. Tvaika spiedienu pēc turbīnas nosaka siltuma patērētājs. Šāda TEC strādā pēc piespiesta elektrības izstrādes grafika un brīva siltuma ražošanas grafika, jo šajā gadījumā elektroenerģijas izstrāde ir atkarīga no siltuma patērētāja.

Lai ražotu nepieciešamā daudzumā elektroenerģiju neatkarīgi no siltuma patērētāja, lieto turbīnas ar pakāpenisku tvaika novadišanu siltuma patērētājam (7.16. att.). No $G \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ katlā saražotā tvaika, daļa G_0 izplešas turbīnā no spiediena p_1 līdz siltuma patērētāja uzstādītam spiedienam p_0 , bet pārējā daļa $G - G_0$ — no spiediena p_1 līdz spiedienam p_2 . Pēc šādas shēmas strādājoša TEC ļauj izmainīt elektroenerģijas izstrādi, nemainot patērētājam padoto siltuma daudzumu un, otrādi, izmainīt siltuma

8. AUKSTUMIEKĀRTU CIKLI

Noslēgtā termodinamiskā sistēmā kāda atsevišķa ķermeņa temperatūra nevar patvaļīgi pazemināties, atdodot siltumu pārējiem ķermeņiem, kuru temperatūra ir augstāka. Saskaņā ar otro termodinamikas likumu, siltuma pārejai no ķermeņa ar zemāku temperatūru uz ķermeni ar augstāku temperatūru jāpatērē enerģija. Šādu norisi praktiski realizē saldēšanas iekārta. Atkarībā no enerģijas veida, kāds nepieciešams aukstuma iekārtas cikla veikšanai, izšķir divu veidu aukstuma mašīnas:

1) iekārtas, kuras darbojas ar mehāniskā darba patēriņu (kompresijas aukstuma mašīnas — ar gaisu un aukstuma aģentu tvaikiem);

2) iekārtas, kuras patērē siltumu (absorbijas un tvaika ežektora aukstuma mašīnas).

Dažādās aukstuma iegūšanas mašīnās sasniedz dažādu atdzesēšanas temperatūru. Nosacīti izšķir *mērena* aukstuma apgabalu ($t \geq -120^{\circ}\text{C}$) un *kriogēnās* tehnikas apgabalu ($t < -120^{\circ}\text{C}$). Ar kriogēno tehniku galvenokārt sašķidrina gaisu un citas gāzes. Mērena aukstuma pielietošana ir ļoti plaša un nav tādas tautsaimniecības nozares, kas neizmantotu mākslīgi radīto aukstumu.

Ideāla saldēšanas ierīču cikla pamatā ir apgrieztais (pretējais) Karno cikls. Realizējot šo ciklu, siltumu no vielas ar zemāku temperatūru pārvieto uz vielu ar augstāku temperatūru un pirmās vielas temperatūru vēl vairāk pazemina.

8.1. Zemu temperatūru iegūšanas metodes

Izšķir divas zemu temperatūru iegūšanas metodes:

1. Kloda—Kapicas metodi, kuras pamatā ir adiabatiska gāzes izplešanās, veicot ārējo darbu. Gāzes izplešanās notiek izplešanās

mašīnā (detanderā) un tajā adiabatiski izplešas iepriekš kompresorā saspiesta gāze, kuras saspiešanai veic mehānisko darbu.

2. Lindes metode, kuru lieto gāzu sašķidrināšanai, un izmanto pozitīvo droseļefektu.

Salīdzināsim abu zemu temperatūru iegūšanas metožu efektivitāti. Ievērojot vienādojumu (skat. 4.3.3 nodaļu)

$$dq = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp,$$

uzraksta pirmā termodinamikas likuma izteiksmi adiabatiskam procesam:

$$dq = T ds = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp = 0, \quad (8.1)$$

no kuras

$$T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp = c_p dT \quad \text{vai} \quad dT = T \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{c_p} dp; \quad (8.2)$$

Apzīmē $\frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{c_p} = \alpha_s$ — adiabatiskās izplešanās temperatūras efekts. Šo apzīmējumu ievieto izteiksmē (8.2) un iegūst

$$\boxed{dT = \alpha_s dp.} \quad (8.3)$$

Iegūtā izteiksme (8.3) ir analogiska gāzu droseļēšanai iegūtai izteiksmei (skat. izteiksmi (4.25))

$$\alpha = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p}$$

Nav grūti pārliecināties, ka adiabatiski gāzei izplešoties un veicot ārējo darbu, gāze atdziest vairāk nekā to droseļējot, jo α_s ir lielāks par α par lielumu $\frac{v}{c_p}$:

$$\Delta\alpha = \alpha_s - \alpha = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{c_p} - \left(\frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{c_p} - \frac{v}{c_p} \right) = \frac{v}{c_p}. \quad (8.4)$$

No izteiksmes (8.4) izriet, ka divfāzu apgabalā, kur $c_p = \infty$, $\alpha_s = \alpha$, abas metodes ir līdzvērtīgas. Ievērojami lielāku atdzesēšanas pakāpi sasniedz ar Kloda-Kapicas metodi, nekā ar Lindes metodi.

Analizējot aukstuma iekārtu ciklus, lieto šādus termodinamiskos raksturojumus: aukstuma koeficientu ϵ , relatīvo aukstuma koeficientu ϵ_{ot} , aukstuma ražīgumu Q_x un īpatnējo aukstuma ražīgumu q_x .

Relatīvais aukstuma koeficients ϵ_{ot} ir dotās aukstuma iekārtas cikla aukstuma koeficienta ϵ attiecība pret apgriezta Karno cikla aukstuma koeficientu ϵ_k :

$$\epsilon_{ot} = \frac{\epsilon}{\epsilon_k} \quad (8.5)$$

Aukstuma ražīgums Q_x ir tā siltuma plūsma Q , kas aizvadīta saldēšanas iekārtā no atdzesējamās vielas laika vienībā:

$$Q_x = \frac{Q}{\tau} \quad (8.6)$$

Īpatnējais aukstuma ražīgums q_x ir tas siltuma daudzums, ko aizvada no atdzesējamās vielas masas vienības:

$$q_x = \frac{Q}{m} \quad (8.7)$$

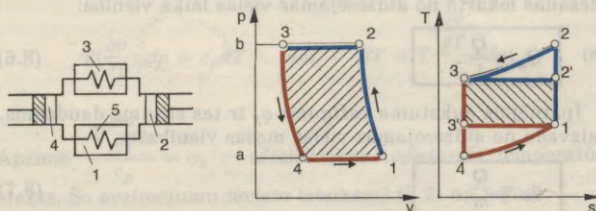
8.2. Aukstumiekārtas cikls ar gaisu

Aukstumiekārtas ciklu, kurā par darba vielu — aukstuma agentu kalpo gaiss, ir pirmā, kuru izmantoja rūpnieciskai aukstuma ražošanai. Šī aukstuma iekārta darbojas ar mehāniskā darba patēriņu un tā sastāv no kompresora, diviem dzesinātājiem un izplešanās mašīnas (8.1. att.).

Aukstumiekārtas ar darba vielu gaisu darbības princips ir šāds: gaisu no dzesinātāja 1 atdzesējamās telpas 5 iesūc kompresora 2 cilindrā (process a-1 uz p,v diagrammas), kur to saspiež adiabatiski 1-2. Saspiežot, gaisa temperatūra mainās no T_1 līdz T_2 . Saspiesto gaisu izspiež no cilindra (process 2-b) un tas nokļūst siltumapmainītājā 3, kur tas izobāri atdziest no temperatūras T_2 līdz T_3 (process 2-3), atdodot dzesējošam ūdenim siltumu $q_1 = c_{pm1}(T_2 - T_3)$, kur c_{pm1} ir vidējais īpatnējais siltums

ūdenim. Atdziestais gaiss ar spiedienu p_3 nokļūst izplešanās mašīnā (detandera) 4 cilindrā. Šeit notiek gaisa adiabatiska izplešanās no p_3 līdz $p_4 = p_1$, veicot darbu. Gaisam izplešoties adiabatiski, tā temperatūra pazeminās līdz 203...213K. Atdziestais gaiss no izplešanās mašīnas (detandera) izplūst un nokļūst dzesinātājā 1, kur tas izobāri uzsilst (process 4-1), atņemot siltumu no dzesējamās telpas gaisa $q_2 = c_{p_{m2}}(T_1 - T_4)$, kur $c_{p_{m2}}$ ir vidējais īpatnējais siltums gaisam. p,v diagrammā (8.1. att.) laukums S_{a12ba} attēlo kompresora darbu l_k , bet laukums S_{b34ab} — izplešanās mašīnas (detandera) darbu l_d , bet laukums S_{12341} ir vienāds ar abu laukumu starpību un izsaka cikla darbu

$$l_c = l_k - l_d.$$



8.1. att. Principiālā shēma aukstumiekārtai ar gaisu un cikla grafiskais attēlojums p,v un T,s koordinātēs: 1 – dzesinātājs; 2 – kompresors; 3 – siltumapmainītājs; 4 – izplešanās mašīna; 5 – atdziestājamā telpa.

Iekārtai darbojoties, veikts apgrieztais cikls 12341 un to izteic arī kā siltumu starpību

$$l_c = q_1 - q_2.$$

Aukstuma koeficientu (saldēšanas koeficientu) ε_G iekārtai izteic šādi:

$$\varepsilon_G = \frac{q_2}{l_c} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{c_{p_{m2}}(T_1 - T_4)}{c_{p_{m1}}(T_2 - T_3) - c_{p_{m2}}(T_1 - T_4)}$$

Pieņemot $c_{p_{m1}} = c_{p_{m2}}$, jo $c_{p_{m1}} = 75 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$ ūdenim un $c_{p_{m2}} = 58$

$\frac{J}{\text{mol K}}$ gaisam skaitliskās vērtības ievērojami neatšķiras. Izdalot pēdējai izteiksmei skaitītāju un saucēju ar $T_1 - T_4$, iegūst:

$$\varepsilon_G = \frac{1}{\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} - 1}. \quad (8.7)$$

No adiabatām 1-2 un 3-4 seko, ka

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{un} \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Tā kā $p_2 = p_3$ un $p_4 = p_1$, tad $\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$ vai $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$ un tad

$$\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{1 - \frac{T_3}{T_2}}{1 - \frac{T_4}{T_1}} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (8.8)$$

Ievietojot izteiksmi (8.8) vienādojumā (8.7), iegūst:

$$\varepsilon_G = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}. \quad (8.9)$$

Salīdzinot aukstuma koeficientu iekārtai ar gaisu ε_G ar apgrieztā Karno cikla aukstuma koeficientu ε_k vienādā temperatūrā, iegūst, ka $\varepsilon_G < \varepsilon_k$. Tas ir viegli pierādams. Izotermiskā procesā apgrieztam Karno ciklam siltuma pievadišanas un aizvadišanas temperatūrai dzesinātājā jābūt T_1 , bet sildītājā — T_3 (8.1. att.), t.i., apgrieztā Karno cikla koordinātēs attēlo ar laukumu $S_{12'33'1}$. Apgrieztā Karno cikla aukstuma koeficients:

$$\varepsilon_k = \frac{T_1}{T_3 - T_1},$$

bet tā kā $T_3 < T_2$, tad $\varepsilon_G < \varepsilon_k$.

Relatīvais aukstuma koeficients ε_{ot} aukstumiekārtai ar gaisu ir zems un tas nozīmē, ka šīs iekārtas efektivitāte ir niecīga. Bez tam, sakarā ar gaisa mazo īpatnējo siltumu, īpatnējais aukstuma ražīgums q_x arī ir mazs un līdz ar to nepieciešams liels

cirkulējošā gaisa daudzums un pati iekārta ir liela. Tomēr jāatzīmē, ka gaisa izmantošana par aukstuma aģentu ir perspektīva, ja lieto turbokompresoru un izplešanās iekārtai lieto turbodetanderus, tā samazinot cirkulējošā gaisa tilpumu.

8.3. Aukstumiekārtas cikls ar šķīdinātāju tvaikiem

Par aukstuma aģentu gaisa vietā lietojot zemas viršanas šķīdinātāju tvaikus, izdodas aukstuma iekārtas ciklu tuvināt apgrieztam Karno ciklam, jo mitrā tvaika apgabalā izobāras vienlaicīgi ir arī izoterma un tāda cikla aukstuma koeficients būs vienāds ar apgrieztā Karno cikla aukstuma koeficientu.

Aukstumiekārtā ar šķīdinātāja tvaikiem izmanto vielas ar tehniski pieļaujamiem piesātināta tvaika spiedieniem cikla visās temperatūras robežās. Neskatoties uz lētumu, nekaitīgumu un pieejamību, ūdeni neizmanto par aukstuma aģentu, jo tam ir ierobežots temperatūras apgabals. Aukstumiekārtas ciklam ar šķīdinātāja tvaikiem par aukstuma aģentiem lietoja ogļskābi un metilhlorīdu, bet to vietā nāca fluoru un hlору saturoši ogļūdeņraži – freoni $C_m H_n F_x Cl_y$. Freonu priekšrocības ir zema sacietēšanas temperatūra, laba metālu slapināšana, zemas temperatūras saspiešanas procesa beigās un plašs temperatūras apgabals.

Bez freoniem zemu temperatūru sasniegšanai zem $-208K$ lieto amonjaku.

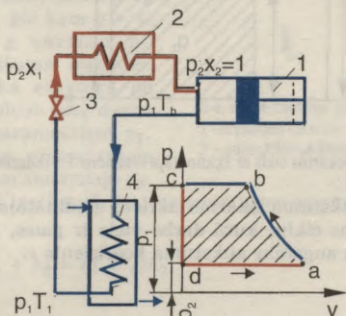
Freonu kaitīgā īpašība ir to spēja reaģēt ar ozonu. Tie rada briesmas iznīcināt ozona slāni atmosfērā, pakļaujot Zemi kaitīgai Saules radiācijai.

Reālais aukstumiekārtas cikls ar šķīdinātāja tvaikiem atšķiras no apgrieztā Karno cikla ar to, ka dārgais detanders aizvietots ar lētāku un mazāka izmēra droseli, kurai papildus zudumi aukstuma aģenta droselēšanai ir mazi. Otra atšķirība ir tā, ka mitro tvaiku padodot uz kompresoru atdala no mitruma līdz sausa piesātināta tvaika stāvoklim. Tāpēc saspiešanas process notiek pārkarsēta tvaika apgabalā un tas palielina aukstuma ražīgumu Q_x .

Aukstumiekārtas cikla ar šķīdinātāju tvaikiem principiālā shēma un p,v diagramma parādīti 8.2. attēlā, bet 8.3. attēlā — T,s diagramma.

Aukstumiekārta darbojas šādi (8.2. att.): kompresors 1 no refrīžeratora 2 iesūc darba vielas tvaikus ar spiedienu p_2 un

sausuma pakāpi x_2 , pēc tam tos adiabatiski saspiež (process a–b) līdz spiedienam p_1 tā, ka tvaiks kļūst pārkarsēts ar temperatūru T_b . No kompresora tvaiks nokļūst kondensatorā 4, kur to dzesē ūdens, tas pilnīgi kondensējas (izobārs process b–c) ar tādu pašu spiedienu p_1 un spiedienam atbilstošu temperatūru $T_c = T_{\text{pies } 1}$. Pēc kondensāta izplūdes no kondensatora, tas plūst cauri droselei 3, notiek droselēšanas process (līnija c–d), spiediens pazeminās līdz p_2 , rodas tvaika un šķidrumsa maisījums ar sausuma pakāpi x_1 un temperatūru $T_{\text{pies } 2}$. Šis maisījums ieplūst refrīžeratorā,

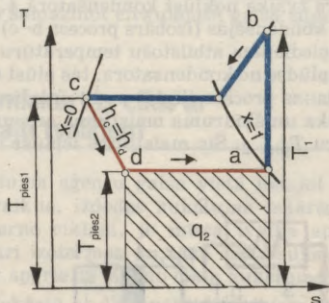


8.2. att. Aukstumiekārtas ar šķīdinātāja tvaikiem principiālā shēma un p, v diagramma.

kur uzņem siltumu q_2 no dzesējamās vides konstantā spiedienā p_2 . Maisījums palielina sausuma pakāpi no x_1 līdz $x_2 = 1$. Šis iekārtas aukstuma koeficientu ε nosaka, ievērojot, ka $h_d = h_c$:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{h_a - h_d}{(h_b - h_c) - (h_a - h_d)} = \frac{h_a - h_d}{h_b - h_a} \quad (8.10)$$

Tā kā $h_a - h_d = r(1 - x_d)$, tad palielinoties iztvaikošanas siltumam r , palielinās siltums q_2 un aukstuma ražīgums Q_x . Kā redzams no T,s diagrammas (8.3. att.), droselēšana nedaudz samazina q_2 un jo stiprāk, jo vairāk pieaug entropija droselēšanas procesā. Jo mazāks aukstuma aģenta īpatnējais siltums šķidrā fāzē, jo mazāk mainās entropija droselēšanas procesā un lielāks ir siltums q_2 . Attiecīgi, jo aukstuma aģentam lielāks iztvaikošanas siltums r un mazāks īpatnējais siltums c_p , jo tāds cikls ir daudz pilnīgāks.



8.3. att. Aukstumiekārtas cikls ar šķīdinātāja tvaikiem T,s diagrammā.

Salīdzinot aukstuma iekārtas ciklu ar šķīdinātāja tvaikiem ar aukstuma iekārtas ciklu, kurā darba viela ir gaiss, pirmajam ir mazāki izmēri un augstāks aukstuma koeficients ϵ .

8.4. Aukstumiekārtas cikls ar tvaika ežektoru

Ķīmijas tehnoloģijā bieži lieto ūdeni ar temperatūru $3...10^{\circ}\text{C}$ iekārtu dzesēšanai. Ūdeni ar šādu temperatūru iegūst absorbcijas vai tvaika ežektora aukstuma iekārtā. Aukstumiekārta ar tvaika ežektoru atšķiras no aukstuma iekārtas ar šķīdinātāja tvaikiem ar to, ka kompresora vietā lieto ežektoru.

Ežektors ir iekārta, ko lieto gāzes, tvaika un šķidrumsaspiešanai un pārvietošanai. Ežektors ir strūklas kompresors. Darbības princips pamatojas uz to, ka darba vide, kas kustas ar lielu ātrumu pārnes enerģiju uz otru vidi (uz to, kuru saspiež). Ežektora principiālā shēma redzama 8.4. attēlā. Saspiešanai paredzēto gāzi vai tvaiku ar spiedienu p_2 iesūc pa ieplūdes cauruli 1. No sprauslas 2 ieplūst sajaukšanas kamerā 3 gāze vai tvaiks ar augstāku spiedienu p_1 . Sajaukšanas kamerā 3 rodas divu plūsmu maisījums, kas nonāk difuzorā 4, kurā plūsmas kinētiskā enerģija pārveidojas potenciālā enerģijā (paaugstinās spiediens). Šis maisījums izplūst no difuzora ar spiedienu p_3 , kas ir starp p_2 un p_1 ($p_2 < p_3 < p_1$).

Plūsmu sajaukšanās neatgriezeniskais process ežektorā rada zināmus kinētiskās enerģijas zudumus, tie ir hidrauliskie zudumi. Ežektors ir ar relatīvi zemu lietderības koeficientu, bet izdevīgs, jo ir ļoti vienkāršs.

Lai saspiestu 1 kg piesūcamo vielu, izlieto g kg darba vielu, pie kam $g > 1$. Atradīsim g vērtību no ežektora siltuma bilances. Pieņemot, ka ežektorā pa sprauslu ieplūst g kg darba tvaiks ar parametriem p_1 , h_1 un 1 kg ežektējamais tvaiks ar parametriem p_2 , h_2 , bet no tā izplūst $(1 + g)$ kg maisījums ar parametriem p_3 , h_3 . Tad

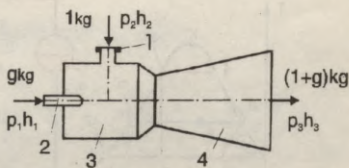
$$gh_1 + h_2 = (1 + g)h_3,$$

no kurienes

$$g = \frac{h_3 - h_2}{h_1 - h_3}. \quad (8.11)$$

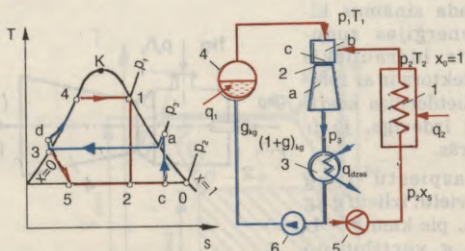
Sakarā ar zudumiem neatgriezeniskuma dēļ, reālais darba tvaika patēriņš g^r , kāds nepieciešams maisījuma saspiešanai, būs lielāks. Attiecību g pret g^r sauc par ežektora lietderības koeficientu.

Aukstumiekārtas cikls ar tvaika ežektoru un šī cikla T,s diagramma parādīta 8.5. attēlā. Sauss piesātināts tvaiks ar masu g kg un parametriem p_1 un T_1 no tvaika ģeneratora 4 ieplūst ežektorā 2, kur izplūstot cauri sprauslai, tā spiediens pazeminās līdz p_2 (process 1-2 T,s diagrammā).



8.4. att. Ežektora principiālā shēma:

- 1 – ieplūdes caurule; 2 – sprausla;
- 3 – sajaukšanas kamera; 4 – difuzors.



8.5. att. Aukstumiekārtas cikla ar tvaika ežektoru principiālā shēma un T,s diagramma: 1 – dzesinātājs; 2 – ežektors; 3 – kondensators; 4 – tvaika ģenerators; 5 – drosele; 6 – sūknis.

Ežektora sajaukšanās kamerā tas sajaucas ar 1 kg sausu piesātinātu tvaiku no dzesinātāja 1 (punkts 0) ar parametriem p_2 un T_2 . Rezultātā iegūst tvaiku maisījumu ar masu $(1 + g)$ kg ar parametriem p_2 un x_c (punkts c). Tālāk no sajaukšanās kameras maisījums ieplūst ežektora difuzorā, kurā spiediens paaugstinās līdz p_3 (punkts a, process c-a). Maisījums no ežektora aizplūst uz kondensatoru 3, kur notiek pilnīga kondensācija (process a-3). Vienu daļu kondensāta ar masu g kg ar sūkni 6 (process 3-d, sūkņa darbs) aizvada uz tvaika ģeneratoru 4, otru daļu kondensāta ar masu 1 kg — droselē 5. Droselēšanas rezultātā (process 3-5) iegūst mitru tvaiku ar spiedienu p_2 un sausuma pakāpi x_5 , kas ieplūst dzesinātājā 1. Šeit siltuma q_2 pievadīšanas rezultātā tvaiks ar konstantu spiedienu kļūst sausāks līdz sausuma pakāpei $x_0 = 1$ (process 5-0), kas pēc tam ieplūst ežektorā 2. Tvaika ģeneratorā 4 pievada siltumu q_1 un tā rezultātā g kg kondensāta pārvēršas par sausu piesātinātu tvaiku ar spiedienu p_1 (process d-1).

No T,s diagrammas iegūst siltuma izmantošanas pakāpi aukstuma iekārtai ar tvaika ežektoru vai siltuma koeficientu ψ :

$$\psi = \frac{q_2}{q_1} = \frac{h_0 - h_5}{g^r (h_1 - h_d)} \quad (8.12)$$

Aukstuma iekārta ar tvaika ežektoru strādā šādā režīmā: $p_1 = 0,3 \dots 1,0$ MPa un $x_1 = 1$ (t.i., $T_1 = T_{\text{pies}} = 406 \dots 453$ K), $T_2 = 276 \dots 283$ K (tam atbilst $p_2 = 0,0007 \dots 0,0012$ MPa) un $T_3 =$

303...313 K (tam atbilst $p_3 = 0,0042...0,0074$ MPa).

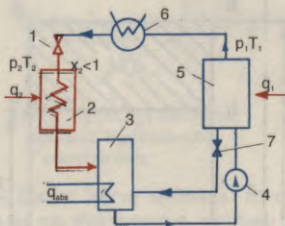
8.5. Absorbcijas aukstumiekārtas cikls

Atšķirībā no tīrām vielām, šķīdumi spēj absorbēt viena sastāva šķīduma tvaiku ar cita sastāva šķidrās fāzes šķīdumu. Tas ir iespējams arī gadījumā, kad šķīduma temperatūra ir augstāka par tvaika temperatūru. Šo šķīduma īpašību lieto absorbcijas aukstumiekārtā (AAI).

AAI darbība pamatojas uz aukstuma aģenta tvaiku absorbciju ar kaut kādu absorbentu spiedienā p_2 un šī absorbenta izdalīšanu spiedienā $p_1 > p_2$. AAI principiālā shēma, kurā par aukstuma aģentu lieto mitru amonjaka tvaiku parādīta 8.6. attēlā. Šķidrums amonjaks, plūstot caur drošeli 1, pazemina spiedienu no p_1 līdz p_2 un temperatūru no T_1 līdz T_2 . Pēc tam mitrais amonjaka tvaiks nokļūst iztvaicētājā 2, kur tas saņem siltumu q_2 un palielina sausuma pakāpi līdz $x_3 = 1$. Sausa piesātināts amonjaka tvaiks ar temperatūru T_2 ieplūst absorberī 3, kur no tvaika generatora 5 pievada caur drošeli 7 amonjaka šķīdumu ar zemu koncentrāciju un temperatūru $T_1 > T_2$. Šajā šķīdumā viegli gaistošs komponents ir amonjaks. Šķīdums absorbē amonjaka tvaikus un šajā procesā izdalās absorbcijas siltums $q_{abs.}$, kuru aizvada dzesējot ar ūdeni. Ja šķīdumu nedzesētu, tad tas pārstātu absorbēt amonjaka tvaikus.

Amonjaka koncentrācija absorbcijas procesā pieaug šķīdumā un no absorbera izplūst ar amonjaku bagāts šķīdums ar temperatūru $T_2 < T_3 < T_1$ un spiedienu p_2 . Ar sūkni 4 šo šķīdumu pārsūknē uz tvaika generatoru 5, kam pievada siltumu q_1 . No šķīduma galvenokārt iztvaiko amonjaks, kas ir gaistošāks par ūdeni. Amonjaka tvaiki nokļūst kondensatorā 6, kondensējas un cikls noslēdzas.

AAI aukstuma aģenta saspiešanai neizmanto kompresoru, bet amonjaka



8.6. att. Principiālā shēma absorbcijas aukstumiekārtai: 1 – drošeli; 2 – iztvaicētājs; 3 – absorbers; 4 – sūknis; 5 – tvaika ģenerators; 6 – kondensators; 7 – drošeli.

desorbciju un atdalīšanu no šķīduma veic spiedienā, pievadot siltumu q_1 .

Siltuma izmantošanas koeficientu ψ , vai siltuma koeficientu AAI nosaka attiecība:

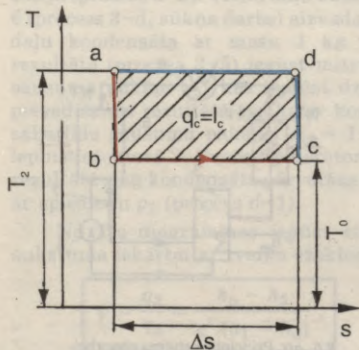
$$\psi = \frac{q_2}{q_1} \quad (8.13)$$

AAI ir vienkārša un droša ekspluatācijā. To plaši lieto ķīmijas rūpniecībā nelielai, mērenai dzesēšanai un par siltuma avotu lieto otrajos energoresursus. Bez amonjaka ūdens šķīduma AAI lieto arī litija bromīda un kalcija hlorīda ūdens šķīdumus.

8.6. Siltuma sūknis

Mašīnu vai iekārtu, kas paredzēta siltuma saņemšanai no apkārtējās vides un nodošanai objektam ar augstāku temperatūru, sauc par *siltuma sūkni*. Tā darbības efektivitāti novērtē ar *pārveidošanas koeficientu* φ , kas ir attiecība q_2 (sildāmajam objektam pievadāmais siltuma daudzums) pret cikla darbu l_c :

$$\varphi = \frac{q_2}{l_c} \quad (8.14)$$



8.7. att. Siltuma sūkņa grafiskais attēlojums T,s diagrammā.

Siltuma sūknis darbojas pēc apgrieztā cikla. Siltuma sūkņa ideālais cikls ir atgriezeniskais apgrieztais Karno cikls. Atradisim tam pārveidošanas koeficientu φ . Apkārtējās vides temperatūru apzīmē ar T_0 , bet siltumsaņēmēja temperatūru ar T_2 . Tad atbilstoši apzīmējumiem 8.7. attēlā raksta, ka $q_2 = T_2 \Delta s$ un $l_c = q_2 - q_0 = T_2 \Delta s - T_0 \Delta s$, kur q_0 siltuma daudzums, kuru absorbē no apkārtējās vides. Ievietojot q_2 un q_0 izteiksmē (8.14), iegūst

$$\varphi = \frac{q_2}{l_c} = \frac{q_2}{q_2 - q_0} = \frac{T_2 \Delta s}{T_2 \Delta s - T_0 s} = \frac{T_2}{T_2 - T_0} \quad (8.15)$$

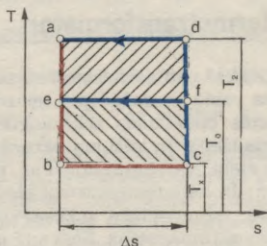
Siltuma sūkņa priekšrocības salīdzinājumā ar citām apsildes iekārtām ir tā, ka pie vienāda darba patēriņa (l_c), ar to apsildamam objektam vienmēr pievada lielāku siltuma daudzumu ($l_c + q_0$), kā to pievadītu ar jebkuru citu sildīšanas paņēmieni.

8.7. Cikls vienlaicīgai siltuma un aukstuma iegūšanai

Gadījumos, kad vienlaicīgi jāiegūst siltumu un aukstumu, lietderīgi savietot aukstuma iekārtas ciklu ar siltuma sūkni, kā tas parādīts T, s diagrammā 8.8. attēlā. Te siltuma sūkņa cikls ir laukums $aefd$ un aukstuma mašīnas cikls — laukums $ebcfe$, bet laukums $abcd$ izsaka ciklu vienlaicīgai siltuma un aukstuma iegūšanai. Šādam savietotam (kombinētam) ciklam ir priekšrocības: divu atsevišķu ciklu — siltuma sūkņa un aukstuma mašīnas ciklu veikšanai vajag divus kompresorus un divus detanderus, turpretī šādam savietotam ciklam pietiek ar vienu kompresoru un vienu detanderi. Iekārta maksās lētāk, būs vienkāršāka un ekonomiskāka, jo samazināsies zudumi uz procesu neatgriezeniskumu, ko izsauc berze iekārtās. Šī cikla efektivitāti raksturo ar siltuma q_2 un aukstuma q_x summu pret cikla darbu l_c :

$$K = \frac{q_2 + q_x}{l_c} \quad (8.16)$$

Tā kā $q_2 = q_x + l_c$, tad



8.8. att. Vienlaicīga siltuma un aukstuma iegūšanas cikls T, s -koordinātēs.

$$K = \frac{q_x + l_c + q_x}{l_c} = 2\varepsilon + 1, \quad (8.17)$$

kur ε – savietotā cikla aukstuma koeficients.

Vienlaicīga siltuma un aukstuma iegūšanas cikla trūkums ir tas, ka šajā ciklā iegūtais siltuma daudzums q_2 un aukstums q_x atrodas noteiktā atkarībā no temperatūrām T_2 un T_x . Kā tas parādīts (8.8. att.) T,s diagrammā, kur aukstuma mašīna un siltuma sūknis strādā pēc apgrieztā Karno cikla, tad attiecība ir

$$\frac{q_2}{q_x} = \frac{T_2 \Delta s}{T_x \Delta s} = \frac{T_2}{T_x}. \quad (8.18)$$

Šī izteiksme ir lietojama tad, ja siltuma pievadīšanas un aizvadīšanas procesi savietotā ciklā nav izotermiski. Temperatūrām T_2 un T_x ir vidējās siltuma pievadīšanas un aizvadīšanas temperatūras.

8.8. Termotransformatori

Ķīmijas rūpniecībā bieži vien patērētajam vajadzīga enerģija siltuma veidā ar dažādām temperatūrām. Parastākais siltuma iegūšanas paņēmieni tehnoloģiskām vajadzībām ir kurināmā sadedzināšana un siltuma pārvešana no sadegšanas produktiem uz to vielu vai ķermeņi, kas piedalās noteiktā tehnoloģiskā procesā. Ja liela temperatūru starpība starp sadegšanas produktiem un tehnoloģiskā procesā piedalošajām vielām, tad lieto dažādus siltumnesējus. Saskaņā ar otro termodinamikas likumu enerģijas zudumi siltumapmaiņas procesā, kas saistīti ar procesa neatgriezeniskumu, būs jo lielāki, jo lielāka ir temperatūras starpība starp vidi, no kuras pārnes siltumu un vidi, uz kuras to nogādā. Tātad, aprakstītais siltuma iegūšanas paņēmieni ar dažādu temperatūru tehnoloģiskām vajadzībām ir saistīts ar ķīmijas tehnoloģiskās sistēmas darbaspēju lieliem zudumiem.

Varam siltuma daudzumu ar augstu temperatūru pārvērst siltumā ar zemāku temperatūru, bet lielākā daudzumā, nezaudējot tehnoloģiskās sistēmas darbaspējas. Tas iespējams izdarīt atgriezeniskos Karno ciklos:

1) tiešā Karno ciklā starp siltuma avotu ar siltuma daudzumu q_1 un temperatūru T_1 un apkārtējo vidi ar temperatūru T_0 ;

2) apgrieztā (pretējā) Karno ciklā starp siltuma avotu q_2 ar temperatūru $T_2 < T_1$ un apkārtējo vidi ar temperatūru T_0 .

Tiešā atgriezeniskā Karno ciklā iegūto darbu

$l = q_1 \eta_k = \frac{q_1(T_1 - T_0)}{T_1}$ var izlietot siltuma sūkņī, kurš strādā pēc

apgriezta atgriezeniska Karno cikla, lai pārnestu siltumu q_2 ar temperatūru T_2 . Siltuma daudzumu q_2 izsaka sakarība

$$q_2 = l \varphi_k = l \frac{T_2}{T_2 - T_0} = q_1 \frac{T_1 - T_0}{T_1} \cdot \frac{T_2}{T_2 - T_0},$$

vai

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} = \frac{1 - \frac{T_0}{T_1}}{1 - \frac{T_0}{T_2}}. \quad (8.16)$$

No pēdējās izteiksmes seko, ka, ja $T_1 > T_2$, tad $q_2 > q_1$.

Attiecību $\frac{q_2}{q_1}$ apzīmē par *ideālo siltuma pārveidošanas koeficientu* ψ .

No izteiksmes (8.16) seko, ka temperatūrās $T_1 = 1273\text{K}$, $T_2 = 323\text{K}$ un $T_0 = 273\text{K}$, iegūst $\psi = \frac{q_2}{q_1} \approx 5$. Tas nozīmē, ka 5 MJ

siltumu ar $T_2 = 323\text{K}$ vajag izlietot, lai iegūtu 1 MJ siltumu ar $T_1 = 1273\text{K}$, neizmainot darbaspējas. No termodinamikas viedokļa tas nozīmē, ka sildāmā iekārta, kura atdod siltumu no siltumnesēja ar temperatūru 1273K tieši siltuma saņēmējam ar temperatūru 323K, ir piecas reizes neekonomiskāka, nekā atgriezeniskā siltuma pārveidojošā iekārta.

Iekārtas, kas ļauj pārnest siltumu no objekta ar vienu temperatūru, uz objektu ar citu temperatūru, sauc par *termotransformatoriem*. Termotransformatoru, kurš paredzēts siltuma iegūšanai pie zemākas temperatūras nekā sākotnējā, sauc par *pazeminošo*, bet paredzētu siltuma iegūšanai ar augstāku temperatūru nekā sākotnējā — par *paaugstinošo*. Termotransformatoru, kurš paredzēts vienlaicīgi siltuma iegūšanai gan augstākās, gan zemākās temperatūrās nekā sākuma, apzīmē par *jaukta tipa termotransformatoru*. Jebkura tipa termotransformatora cikls ir tieša un apgriezta cikla sakopojums. Termotransformatoros ideālais siltuma pārveidošanas koeficients ψ sasniedz maksimālo vērtību tad, ja abi cikli ir atgriezeniski Karno cikli.

Par pazeminošo termotransformatoru izmanto absorbcijas aukstumiekārtu (AAI), bet par paaugstinošo termotransformatoru — apgriezto AAI. Šādiem termotransformatoriem ideālais siltuma pārveidošanas koeficients ψ noteikti ir mazāks nekā pēc Karno cikliem darbojošam termotransformatoram, bet tie ir vienkārši un lēti izgatavojami.



Tomsons (*Thomson*) *Viljams* (no 1892 lords *Kelvins*; *Kelvin*) (1824–1907) — angļu fiziķis, Londonas Karaliskās biedrības loceklis (1851), tās prezidents (1890–1895), Pēterburgas ZA (1896) un vairāku ārvalstu ZA loceklis.

Galvenie darbi elektrostatikā, elektrodinamikā, hidrodinamikā, termodinamikā un matemātikā. Formulējis otro termodinamikas likumu (1851), kopā ar Dž.Džoulu atklājis, ka gāze, adiabatiski izplešoties, atdziest (1853), izstrādājis termoelektrisko parādību termodinamisko teoriju (1854), atklājis trešo termoelektrisko efektu (Tomsona efekts: 1856), levisis absolūtās temperatūras jēdzienu un skalu (*Kelvina skala*; 1848).



Kapica Pjotrs (1894–1984) — krievu fiziķis, PSRS ZA akadēmiķis (1939), Londonas Karaliskās biedrības un daudzu ārzemju ZA loceklis.

Zinātniskie darbi kodolfizikā, magnētismā, kvantu šķidrums fizikā, elektronikā, augsttemperatūras plazmas fizikā. Kopā ar N.Semjonovu izstrādājis metodi atoma kodola magnētiskā momenta noteikšanai (1920), izveidojis sevišķi stipru magnētisko lauku (ar intensitāti līdz 320 000 Oe) iegūšanas metodi (1924). Noteicis metālu elektriskās pretestības atkarību no magnētiskā lauka intensitātes (*Kapicas likums*; 1928). Radījis jaunas gāzu sašķidrināšanas metodes, izveidojis turbodetanderu (1939), ko izmanto rūpniecībā šķidrā gaisa un skābekļa ieguvei. Atklājis šķidrā hēlija supra-plūstamību (1938), Nobela prēmija (1978). PSRS Valsts prēmija (1941, 1943).

TEHNISKĀS TERMODINAMIKAS HRONOĻĪJA

- 2.gs. Konstruē ierīci — eolipils, kas uzskatāma par reaktīvā dzinēja un tvaika turbīnas priekšteci. Ierīces autors Hērons.
- 16.gs. Publicē divus zinātniskus atzinumus (1550. un 1554.g.) par mūžīgā dzinēja neiespējamību.
- 1586.g. S.Stevens publicē darbu «Statikas pamati», kurā pamato kāpēc nevar uzbūvēt mūžīgo dzinēju.
- 1597.g. G.Galilejs izgudro termometru—termoskopu.
- 1609.g. Izgudro termostatu.
- 1643.g. E.Torričelli atklāj atmosfēras spiedienu, vakuuma iegūšanas paņēmieni un konstruē barometru.
- 1644.g. R.Dekarts formulē kustības daudzuma nezūdamības likumu gadījumam, ja ātrums ir skalārs lielums.
- 1646.g. Eksperimentāli apstiprinājies, ka atmosfērai ir spiediens (E.Torričelli mēģinājumu atkārtojums), un noskaidrots, ka atmosfēras spiediens samazinās ar augstumu.
- 1655.g. Izgudro dzīvsudraba termometru.
- 1660.g. K.Heigenss noteic divus pastāvīgos termometra punktus: ledu kušanas punktu un ūdens vārīšanās punktu.
- 1662.g. R.Boils atklāj likumu par gāzu spiediena atkarību no tilpuma.
- 1669.g. K.Heigenss atklāj kustības daudzuma nezūdamības likumu.
- 1680.g. D.Papēns atklāj ūdens viršanas punkta atkarību no spiediena.
- 1681.g. D.Papēns izgudro tvaika katlu ar drošības vārstu.
- 1702.g. Uzlabojot G.Galileja izveidoto termometru, konstruēts gāzes termometra prototips, kas deva iespēju formulēt absolūtās nulles jēdzienu un noteikt tās vērtību — 239,5°C.
- 1705.g. T.Ņūkamens konstruē pirmo siltumdzinēju, ko izmantoja ūdens sūkņēšanai.

- 1714.g. Izveido D.Fārenheita vārdā nosaukto temperatūras skalu.
- 1721.g. Izstrādā flogistona (siltumraža) teoriju.
- 1730.g. R.A.Reomīrs ievieš savu temperatūras skalu un spir-
ta termometrus.
- 1742.g. A.Celsijs izveido savu temperatūras skalu.
- 1744.g. M.Lomonosovs rada vielas molekulāri kinētisko teo-
riju.
- 1745.g. M.Lomonosovs izsaka domu, ka kustība rada siltu-
mu.
- 1746.g. L.Eilers un D.Bernulli formulē kustības daudzuma
nezūdamības likumu.
- 1749.g. P. van Mušenbruks izgudro pirometru.
- 1757.g. Dž.Bleks atklāj apslēpto (latento) siltumu, veic pir-
mos kušanas un iztvaikošanas siltuma mērījumus.
- 1760.g. Dž.Bleks ievieš jēdzienu par īpatnējo siltumietilpību,
rada kalorimetriju.
- 1763.g. Izstrādā tvaika mašīnas projektu, kuru I.Polzunovs
īsteno 1766.g.
- 1772.g. J.Vilke ievieš siltuma mērvienību — kaloriju.
- 1775.g. A.Lavuazjē pierāda, ka gaiss ir gāzu maisījums.
- 1777.g. J.H.Lamberts pierāda, ka siltuma stari līdzīgi gais-
mas stariem izplatās pa taisni.
- 1781.g. J.Vilke un Dž.Bleks ieteic īpatnējās siltumietilpības
mērīšanai izmantot to ledus daudzumu, kuru izkausē
sakarsēts ķermenis.
- 1783.g. A.Lavuazjē un P.S.Laplass konstruē ledus kalorime-
tru, ar ko noteic daudzām cietām vielām un šķidru-
miem īpatnējo siltumietilpību.
- 1784.g. Dz.Vats uzbūvē universālu tvaika dzinēju.
- 1787.g. Ž.Šarls atklāj vienu no gāzes pamatlikumiem — Šarla
likumu.
- 1789.g. Izstrādā fizikālo lielumu metrisko sistēmu.
- 1791.g. P.Prevo rada termisko līdzsvara teoriju.
- 1798.g. B.Rumfords eksperimentāli apstiprina siltuma me-
hānisko teoriju.
- 1800.g. H.Deivijs berzējot divus ledus gabalus, ieguva siltu-
mu un ledus veiktā darba rezultātā pārvērtās ūdenī.
- 1801.g. Dž.Daltons atklāj gāzu parciālo spiedienu likumu —
Daltona likumu.

- 1802.g. Ž.L.Ge—Lisaks pēta gāzu izplešanos un atklāj gāzu termiskās izplešanās likumu — Ge—Lisaka likumu.
- 1807.g. Ž.L.Ge—Lisaks atklāj gāzes temperatūras pazemināšanos, tai adiabatiski izplešoties, un paaugstināšanos — adiabatiski saspiežot.
T.Jangs ievieš elastības moduļa jēdzienu — Janga modulis.
- 1811.g. A.Avogadro izvirza vielas molekulārās uzbūves teoriju — formulē Avogadro likumu.
- 1817.g. A.Brege uzbūvē bimetalisku termopāri.
- 1820.g. P.Bārlovs uzbūvē elektromotora prototipu — Bārlova riteni.
- 1822.g. Ž.Furjē publicē darbu «Siltuma analītiskā teorija», kurā pirmo reizi izmanto dimensiju formulas.
Š.Kanjārs novēro vielas kritisko stāvokli.
- 1823.g. V.Stērdžents izgudro līdzstrāvas generatoru.
- 1824.g. N.L.S.Karno publicē darbu «Pārdomas par uguns dzinēj spēku un mašīnām, kas šo spēku attīsta», kurā liek pamatus termodinamikai.
- 1826.g. Apvieno Ge—Lisaka un Boila—Mariota likumus, uzraksta gāzes stāvokļa vienādojumu (Ž.L.Ge—Lisaks).
- 1827.g. R.Brauns atklāj molekulu kustību šķidrums — Brauna kustību.
- 1829.g. Ž.V.Ponslē, G.Korioliss ievieš mehāniskā darba jēdzienu.
- 1832.g. I.Piksī konstruē maiņstrāvas generatoru.
- 1834.g. B.Klapeirons izrisina ideālas gāzes stāvokļa pamatvienādojumu — Klapeirona—Mendeļejeva vienādojumus.
B.Klapeirons izrisina vienādojumu tvaikam, kas ir termiskā līdzsvarā ar šķidrums.
- 1842.—
1847.g. J.R.Maiers, Dž.P.Jouls, H.Helmholcs atklāj enerģijas nezūdamības likumu.
J.R.Maiers iegūst sakarību starp gāzu izobārisko un izohorisko īpatnējo siltumu — Maiera formulu.
- 1843.g. Dz.P.Džouls nosaka siltuma mehānisko ekvivalentu.
- 1847.g. H.Helmholcs publicē darbu «Par spēku nezūdamību», kurā matemātiski pamato enerģijas nezūdamības likumu.
- 1848.g. V.Tomsons ievieš absolūtās temperatūras jēdzienu un absolūtās temperatūras skalu — Kelvina skalu.

- 1850.g. R.Klauziuss formulē otro termodinamikas likumu, bet 1851.g. savu formulējumu šim likumam dod V.Tomsons.
R.Klauziuss ievieš iekšējās enerģijas jēdzienu.
- 1852.g. V.Tomsons izvirza hipotēzi, ka iespējama Visuma «siltumnāve».
- 1853.g. R.Klauziuss izstrādā termoelektriskā efekta termodinamisko teoriju.
Dz.P.Džouls un V.Tomsons atklāj, ka gāze adiabātiski izplešoties atdziest: Džoula–Tomsona efekts.
- 1857.g. R.Klauziuss izstrādā gāzu kinētiskās teorijas pamatus.
- 1860.g. D.Mendeļejevs paredz, ka eksistē kritiskā temperatūra.
- 1861.g. T.Endrūs atklāj vielas kritisko stāvokli.
- 1865.g. R.Klauziuss ievieš entropijas jēdzienu un ar to pamato Visuma «siltumnāves» hipotēzi.
- 1872.g. L.Bolcmanis dod gāzu kinētisko pamatvienādojumu.
L.Bolcmanis pierāda, ka otrais termodinamikas likums ir statistisks.
L.Bolcmanis pierāda fizikālās sistēmas entropijas saistību ar tās termodinamisko varbūtību.
- 1873.g. J.D.Van der Vāls uzraksta reālās gāzes stāvokļa vienādojumu — Van der Vālsa vienādojumu.
K. fon Linde izgudro amonjaka kompresijas aukstuma mašīnu.
- 1873.–1878.g. Dž.V.Gibss izstrādā termodinamisko potenciālu metodi, formulē termodinamiskā līdzsvara nosacījumus, izstrādā fāžu un kapilaritātes teoriju.
- 1874.g. N.Umovs ievieš enerģijas izplatīšanās ātrumu, enerģijas virziena un enerģijas plūsmas jēdzienu.
- 1882.g. H.Helmholcs ievieš brīvās enerģijas jēdzienu.
T.A.Edisons uzbūvē pirmo termoelektrostaciju.
- 1884.g. L.Bolcmanis izmanto termodinamiku starojumu problēmas risināšanā.
- 1887.g. M.Planks izstrādā ķīmiskā līdzsvara termodinamisko teoriju gāzēm un atšķaidītiem šķīdumiem.
- 1889.g. L.Guī pierāda, ka Brauna kustībai ir termiska izteiksme.
K.G.Lavals izgudro tvaika turbīnu.

- 1893.g. V.Vīns atklāj divus termiskā starojuma likumus: Vīna starojuma likumu un Vīna pārbīdes likumu.
B.Goļicins ievieš absolūti melna ķermeņa starojuma temperatūras jēdzienu.
- 1895.g. K.Linde uzbūvē pirmo rūpniecisko iekārtu gaisa sašķidrināšanai.
- 1898.g. Dž.Djuārs iegūst šķidru ūdeņradi.
- 1905.g. A.Eiņšteins atklāj masas un enerģijas sakarību.
- 1906.g. V.Nernsts formulē trešo termodinamikas likumu.
- 1907.g. A.Eiņšteins un M.Planks izveido relativistisko termodinamiku.
- 1908.g. H.Kamerlings-Onness 4,2K temperatūrā iegūst šķidru hēliju.
- 1912.g. P.Debajs atklāj likumu, kas noteic cietu vielu īpatnējā siltuma atkarību no absolūtās temperatūras — Debaja likumu.
- 1926.g. P.Debajs un V.Džioks rada efektīvu metodi zemu temperatūru iegūšanai, izmantojot paramagnētiskas vielas.
J.Frenkels izstrādā šķidrumu kinētisko teoriju.
- 1931.g. L.Onsagers izstrādā neatgriezenisko termodinamisko procesu teoriju.
- 1933.g. Eksperimentāli M.Olifants un E.Rezerfords pierāda, ka kodolreakcijās spēkā ir masas un enerģijas ekvivalences princips.
- 1934.g. K.J.Gorters izstrādā atomu kodolu adiabatiskās atmagnetizēšanas metodi zemu temperatūru iegūšanai.
P.Kapica uzbūvē pirmo hēlija sašķidrinātāju ar virzuļu detanderu.
- 1939.g. P.Kapica uzbūvē turbodetanderu, ko lieto gaisa sašķidrināšanai.
- 1945.g. V.Ginzburgs izstrādā termodinamisko segnetoelektriku teoriju.
- 1954.g. V.Pāns, V.Rūsboks un P.Rapoports iesaka izmantot p-n pāreju, lai kodolenerģiju pārveidotu elektriskajā enerģijā.
- 1957.g. I.Dzjalošinskis izstrādā antiferomagnētisma termodinamisko teoriju.
- 1960.g. N.Morguls, M.Gurtovojs, P.Marčuks izstrādā metodi termiskās enerģijas tiešai pārvēršanai elektriskajā, izmantojot ar cēzija tvaikiem pildītas termoelektronu diodes.

1964.g. M. Miļionščikovs u.c. rada pasaulē pirmo kodoliekārtu «Romaška», kura kodolenerģiju pārvērs elektriskajā enerģijā.

1987.g. K. Millers un I.G. Bednorcs eksperimentāli atklāj augsttemperatūras supervadītāju.



Vāls (*van der Waals*) Johannes Dideriks van der (1837–1923) — nīderlandiešu fiziķis, Nīderlandes ZA loceklis.

Darbi molekulārajā fizikā, zemu temperatūru fizikā. Devis reālās gāzes stāvokļa vienādojumu (*van der Vālsa vienādojums*; 1873), konstatējis gāzveida un šķidrās fāzes nepārtrauktību. Ieteicis teoriju, kas kvalitatīvi izskaidro kritisko parādību būtību. Nobela prēmija (1910).



Kamerlings-Onnes (*Kamerlingh-Onnes*) Heike (1853–1926) — nīderlandiešu fiziķis, Nīderlandes ZA loceklis, PSRS ZA ārzemju loceklis (1925).

Galvenie darbi zemo temperatūru fizikā. Pirmais ieguvis šķidru hēliju (1908) un atklājis supravadītspēju (1911). Pētījumi arī termodinamikā, magnetooptikā un par radioaktivitāti. Nobela prēmija (1913).

IETEICAMĀ LITERATŪRA

1. Ciemiņš R., Nagla J., Savelļevs P. Siltumtehnika. – R.: Zvaigzne, 1967. – 454 lpp.
2. Jankevičs T. Tehniskā termodinamika. – R.: Latvijas Valsts izdevniecība, 1964. – 190 lpp.
3. Nagla J., Savelļevs P., Ciemiņš R. Siltumtehnikas pamati. – R.: Zvaigzne, 1981. – 356 lpp.
4. Nagla J., Savelļevs P., Cars A. Siltumtehnikiskie aprēķini piemēros. – R.: Zvaigzne, 1982. – 310 lpp.
5. Osipovs L. Ķīmijas tehnoloģijas pamatprocesi un aparāti, 1.d. – R.: Latvijas Valsts izdevniecība, 1962. – 556 lpp.
6. Osipovs L. Ķīmijas tehnoloģijas pamatprocesi un aparāti, 2.d. – R.: Zvaigzne, 1968. – 414 lpp.
7. Osipovs L. Ķīmijas tehnoloģijas pamatprocesi un aparāti. – R.: Zvaigzne, 1991. – 680 lpp.
8. Вукалович М.П., Новиков И.И. Техническая термодинамика. – М.: Энергия, 1968. – 496 с.
9. Вукалович М.П., Новиков И.И. Термодинамика. – М.: Машиностроение, 1972. – 670 с.
10. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. – М.: Энергия, 1968. – 472 с.
11. Ларионов Н.Н. Теплотехника. – М.: Стройиздат, 1985. – 432 с.
12. Теплотехника /Под ред. Ф.П.Баскова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 224 с.
13. Теплоэнергетика и теплотехника. Общие вопросы: Справочник /Под ред. В.А.Григорьева и В.М.Зорина. – М.: Энергия, 1980, С. 265–343.
14. Уэйлес С. Фазовые равновесия в химической технологии. (В 2-х частях). М.: Мир, 1989. – 664 с.
15. Чечеткин А.В., Занемонец Н.А. Теплотехника. – М.: Высшая школа, 1986. – 344 с.
16. Bett K.E., Rowlinson J.S., Saville G. Thermodynamics for Chemical Engineers. – London: University of London, 1975. – 505 pp.

SATURS

Priekšvārds	3
Ievads — Termodinamikas attīstības vēsture	5
1. TERMODINAMIKAS SATURS	9
1.1. Termodinamikas pamatjēdzieni	9
1.2. Termiskie parametri	13
1.3. Darba vielas normālie apstākļi	17
1.4. Jēdziens par termodinamisko procesu	17
2. DARBA VIELAS STĀVOKĻA VIENĀDOJUMI	20
2.1. Ideālas gāzes likumi un Klapeirona–Mendeļejeva vienādojums	20
2.2. Ideālu gāzu maisījums	26
2.3. Reāla gāze un tās stāvokļa vienādojumi	30
2.4. Vispārīgais darba vielas stāvokļa vienādojums	32
3. PIRMAIS TERMODINAMIKAS LIKUMS	38
3.1. Siltums un darbs	38
3.2. Iekšējā enerģija	41
3.3. Izplešanās darbs	43
3.4. Pirmā termodinamikas likuma analītiskā izteiksme	45
3.5. Īpatnējais siltums. Maiera formula	48
3.6. Entalpija	53
3.7. Pirmais termodinamikas likums plūsmai	56
4. OTRAIS TERMODINAMIKAS LIKUMS	61
4.1. Otrā termodinamikas likuma saturs	61
4.2. Entropija — termodinamisko procesu neatgriezeniskuma mērs	62
4.3. Daži neatgriezeniskie termodinamiskie procesi	66
4.3.1. Iztece	66
4.3.2. Process difuzorā	69
4.3.3. Gāzu un tvaiku droselēšana	71

4.4. Ciklu teorija	75
4.4.1. Tiešais cikls, tiešais Karno cikls	76
4.4.2. Apgrieztais cikls, apgrieztais Karno cikls	81
4.4.3. Otrā termodinamiskā likuma analitiskā izteiksme	83
4.4.4. Izolētas termodinamiskas sistēmas īpašība un entropijas fizikālā jēga	86
4.5. Ekserģija un tās veidi	87
4.5.1. Ekserģija vielai slēgtā tilpumā	89
4.5.2. Ekserģija vielu plūsmai	90
4.5.3. Ķīmiskā (nulles) ekserģija	91
4.5.4. Siltuma plūsmas ekserģija	94
4.5.5. Starojuma ekserģija	94
4.6. Energoķīmisku tehnoloģisko sistēmu analīzes metodes	95
4.6.1. Entropijas metode	95
4.6.2. Ekserģijas metode	100
<hr/>	
5. TERMODINAMISKIE PAMATPROCESI GĀZĒS, TVAIKOS UN TO MAISĪJUMOS	105
<hr/>	
5.1. Ideālas gāzes termodinamiskie procesi slēgtā sistēmā	105
5.2. Reālas gāzes — ūdens tvaika termodinamiskie procesi	114
5.3. Mitrš gaiss	129
<hr/>	
6. KOMPRESIJAS TERMODINAMISKIE PAMATI	132
<hr/>	
6.1. Vispārīgi jēdzieni	132
6.2. Vienpakāpes kompresors	133
6.2.1. Virzuļkompresors	133
6.2.2. Centrbēdzes (turbo) kompresors	143
6.3. Daudzpakāpes kompresors	144
6.4. Reālie kompresori	146
6.5. Kompresora dzinēja jauda	148
6.6. Kompresora dzesēšana	149
<hr/>	
7. SILTUMIEKĀRTU CIKLI	151
<hr/>	
7.1. Siltumiekārtu ciklu termodinamiskā efektivitāte	151
7.2. Reģeneratīvais cikls	154
7.3. Iekšdedzes dzinēju cikli	155
7.4. Gāzu turbīnas cikls	158
7.5. Tvaika turbīnas cikli	161

7.5.1. Renkina cikls	162
7.5.2. Renkina cikla efektivitātes paaugstināšanas paņēmieni.	165
7.6. Siltumapgādes cikli	166
8. AUKSTUMIEKĀRTU CIKLI	169
8.1. Zemu temperatūru iegūšanas metodes	169
8.2. Aukstumiekārtas cikls ar gaisu	171
8.3. Aukstumiekārtas cikls ar šķīdinātāju tvaikiem	174
8.4. Aukstumiekārtas cikls ar tvaika ežektoru	176
8.5. Absorbcijas aukstumiekārtas cikls	179
8.6. Siltuma sūknis	180
8.7. Cikls vienlaicīgai siltuma un aukstuma iegūšanai	181
8.8. Termotransformatori	182
PIELIKUMS. Tehniskās termodinamikas hronoloģija	185
IETEICAMĀ LITERATŪRA	191

Pārejas koeficientu tabula starp SI un āpus sistēmas mērvienībām
darbam, siltumam un enerģijai

Lielums	J	kJ	ergs	kg · m	W · h	kal	kkal
1J	1	10 ⁻³	10 ⁷	0,102	2,78 · 10 ⁻⁴	0,239	2,39 · 10 ⁻⁴
1kJ	10 ⁻³	1	10 ¹⁰	102	0,278	239	0,239
1erg	10 ⁻⁷	10 ⁻¹⁰	1	1,02 · 10 ⁻⁸	2,78 · 10 ⁻¹¹	2,39 · 10 ⁻⁸	2,39 · 10 ⁻¹¹
1kg · m	9,81	9,81 · 10 ⁻³	9,81 · 10 ⁷	1	2,73 · 10 ⁻³	2,34	2,34 · 10 ⁻³
1W · h	3,6 · 10 ³	3,6	3,6 · 10 ¹⁰	367	1	859	0,859
1kal	4,1868	4,1868 · 10 ⁻³	4,1868 · 10 ⁷	0,427	1,16 · 10 ⁻³	1	10 ⁻³
1kkal	4,1868 · 10 ³	4,1868	4,1868 · 10 ¹⁰	427	1,16	10 ³	1

Jauda

Lielums	Apzīm.	W	kW	ZS	$\frac{kGm}{s}$	$\frac{kkal}{h}$
1 vats (džouls/ sekundē)	W	1	1 · 10 ⁻³	1,36 · 10 ⁻³	0,102	0,860
1 kilovats	kW	1 · 10 ³	1	1,36	102	860
1 zirgspēks	ZS	736	0,736	1	75	632
1 kilogrammetrs/se kundē	$\frac{kGm}{s}$	9,81	9,81 · 10 ⁻³	1,33 · 10 ⁻²	1	8,43
1 kilokalorija/ stundā	$\frac{kkal}{h}$	1,163	1,163 · 10 ⁻³	1,58 · 10 ⁻²	367 · 103	1

Sakarības starp dažādiem lielumiem SI mērvienībās un
ārpussistēmas mērvienībās

Īpatnējais siltums	$1 \frac{J}{kg K} = 0,239 \cdot 10^{-3} \frac{kkal}{kg K}$ $1 \frac{kkal}{kg K} = 4186,8 \frac{J}{kg K}$
Siltuma pārejas koeficients	$1 \frac{W}{m^2 K} = 0,86 \frac{kkal}{m^2 Kh}$ $1 \frac{kkal}{m^2 Kh} = 1,163 \frac{W}{m^2 K}$
Siltumvadītspējas koeficients	$1 \frac{W}{m K} = 0,86 \frac{kkal}{mKh}$ $1 \frac{kkal}{mKh} = 1,163 \frac{W}{m^2 K}$
Siltuma atdeves koeficients	$1 \frac{W}{m^2 K} = 0,86 \frac{kkal}{m^2 Kh}$ $1 \frac{kkal}{m^2 Kh} = 1,163 \frac{W}{mK}$

**Galvenās termodinamikā lietojamās mērvienības
«Internacionālā mēvienību sistēma», SI**

Lielums	Mērvienība	Saišināts apzīmējums
Garums	metrs	m
Masa	kilograms	kg
Laiks	sekunde	s
Termodinamiskā temperatūra	Kelvina grāds (Kelvins)	K

Atvasinātās mehāniskās un siltuma mērvienības

Lielums	Mērvienība	Saišināts apzīmējums	Mērvienības dimensija
Blīvums (ipatnējā masa)	kilograms uz kubikmetru	kg/m ³	(1kg) : (1m ³)
Kustības daudzums	kilogrammetrs sekundē	kg · m/s	1 kg · (1m/s)
Kustības daudzuma moments	kvadrātkilogrammetrs sekundē	kg · m ² /s	(1 kg) · (1 m/s) · (1m)
Spēks	ņūtons	N	(1kg) · (1m/s ²)
Spiediens	ņūtons uz kvadrātmetru, paskals	N/m ² , Pa	(1N) : (1m ²)
Īpatnējais svars	ņūtons uz kubikmetru	N/m ³	(1N) : (1m ³)
Darbs, enerģija	džouls	J	(1N) : (1m)
Jauda	vats	W	(1J) : (1s)
Siltuma daudzums, termodinamiskais potenciāls (iekšējā enerģija, entalpija)	džouls	J	(1N) · (1m)

Sakarības starp dažu fizikālu lielumu mērvienībām

Lielums	Apzīmējums	N	din	kG
1 ņūtons	N	1	1 · 10 ⁵	0,101972
1 dins	din	1 · 10 ⁻⁵	1	1,01972 · 10 ⁻⁶
1 kilograms (spēks)	kG, kgf	9,80665 (9,81)	9,80665 · 10 ⁵	1

Spiediena mērvienības un sakarība starp tām uzrādītas 1.1. tabulā 16. lpp.

Kurināmais	Īpatnējais sadegšanas siltums		Kurināmais	Īpatnējais sadegšanas siltums	
	(kkal/kg)	(kJ/kg)		(kkal/kg)	(kJ/kg)
Koksne	2960	12400	Petroleja	10400	43500
Kūdra	2900	12100	Dizeļdegviela	10300	43000
Brūnogleš	3100	13000	Mazuts	9700	40600
Akmeņogles	6450	27000	Degakmens	9100	38000
Antracīts	6700	28000	Šķidrā gāze	10800	45200
Koks	7000	29300	Dabagāze ¹	8000	33500
Igaunijas degakmens	2300	9600	Degakmens	3460	14500

¹Atiecīgi kcal/m³ un kJ/m³

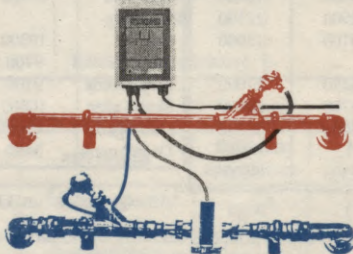
SI mērvienību piedēkļi decimālo daudzkārtņu un daļu nosaukumu veidošanai

Priedēklis	Apzīmējums	Reizinātājs	Piemērs
eksa...	E	10 ¹⁸	eksamētrs, Em
peta...	P	10 ¹⁵	petagrams, Pg
tera...	T	10 ¹²	teravats, TW
giga...	G	10 ⁹	gigavolts, GV
mega...	M	10 ⁶	megadžouls, MJ
kilo...	k	10 ³	kiloampērs, kA
hekto...	h	10 ²	hektolitrs, hl
deka...	da	10 ¹	dekamētrs, dam
deci...	d	10 ⁻¹	decigramms, dg
centi...	c	10 ⁻²	centimētrs, cm
mili...	m	10 ⁻³	miliampērs, mA
mikro...	μ	10 ⁻⁶	mikrosekunde, μs
nano...	n	10 ⁻⁹	nanomētrs, nm
piko...	p	10 ⁻¹²	pikofarads, pF
femto...	f	10 ⁻¹⁵	femtometrs, fm
ato...	a	10 ⁻¹⁸	atovats, aW

Grieķu alfabēta burti

Nos.	mazais	lielais	Nos.	mazais	lielais	Nos.	mazais	lielais
alfa	α	Α	jota	ι	Ι	ro	ρ	Ρ
beta	β	Β	kapa	κ	Κ	sigma	σ	Σ
gamma	γ	Γ	lamda	λ	Λ	tau	τ	Τ
delta	δ	Δ	mi	μ	Μ	upsilon	υ	Υ
epsilon	ε	Ε	ni	ν	Ν	fi	φ	Φ
zeta	ζ	Ζ	ksi	ξ	Ξ	hi	χ	Χ
eta	η	Η	omikron	ο	Ο	psi	ψ	Ψ
teta	θ	Θ	pi	π	Π	omega	ω	Ω

COMBIMETER P - atzīts drošums un precizitāte



Combimeter P ir elektronisks siltuma enerģijas mērītājs ar mikroprocesora mērījumu integrātoru

- ◆ ērta piekļūšana visiem svarīgākajiem datiem,
- ◆ starptautiska atestācija,
- ◆ plašs pielietojums (COMBIMETER P mazos mērītājus lieto dzīvokļiem un savrupmājām, vidējos-iestādēm, skolām un mazākām ēkām, lielos-lielām celtnēm un rūpnīcām.

Mērītājs Q _{max} , m ³ /h	Min.caurplūde l/h	Garums mm	Savienojumi atloki
1,5	0,75	130	3/4" BSP
2,5	1,25	130	1" BSP
3,0	1,5	190	1" BSP
5,0	2,5	220	25 mm
10,0	5,0	300	15 mm
15,0	7,5	300	40 mm
30,0	15,5	270	50 mm
50,0	25,5	300	65 mm
75,0	37,5	300	80 mm



LAFIPA
AKCIJU SABIEDRĪBA

TĒRBATAS IELĀ 76
RĪGA LV1001,
TĀLR. 295729
295709
NMT FAX 342215

Cetetherm

- Ekonomiski siltummezgli

Clorius

- Siltuma enerģijas mērītāji

TA

- Automātika apkurei,
karstā ūdens sagatavošanai
un ventilācijai

Jāmā

- Apkures katli

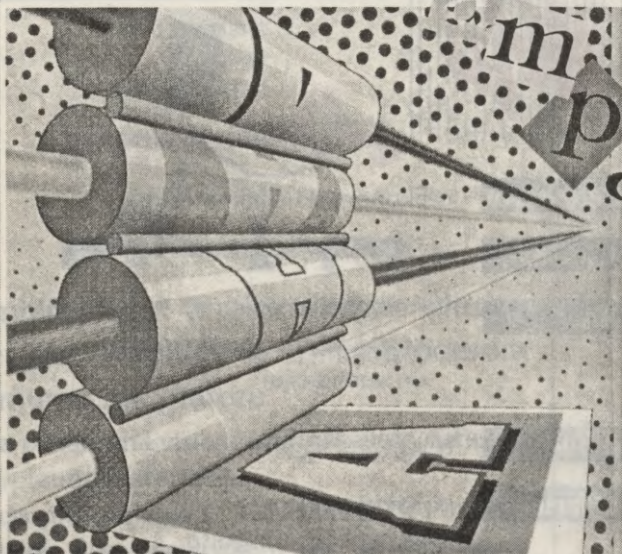
Carrier

- Apkures,
ventilācijas un gaisa
kondicionēšanas iekārtas

**KONSULTĀCIJAS, PROJEKTĒŠANA,
PIEGĀDE, UZSTĀDĪŠANA**

TIPOGRĀFIJA

Stampa



CEĻABIEDRS JŪSU BIZNESĀ!

Izveidosim maketu, saliksim, nodrukāsim, iesiesim
vienkāršus un krāsainus darbus mazās tirāžās!

Rīgā, Dzirnavu ielā 135./317.ist.tālr.287-587

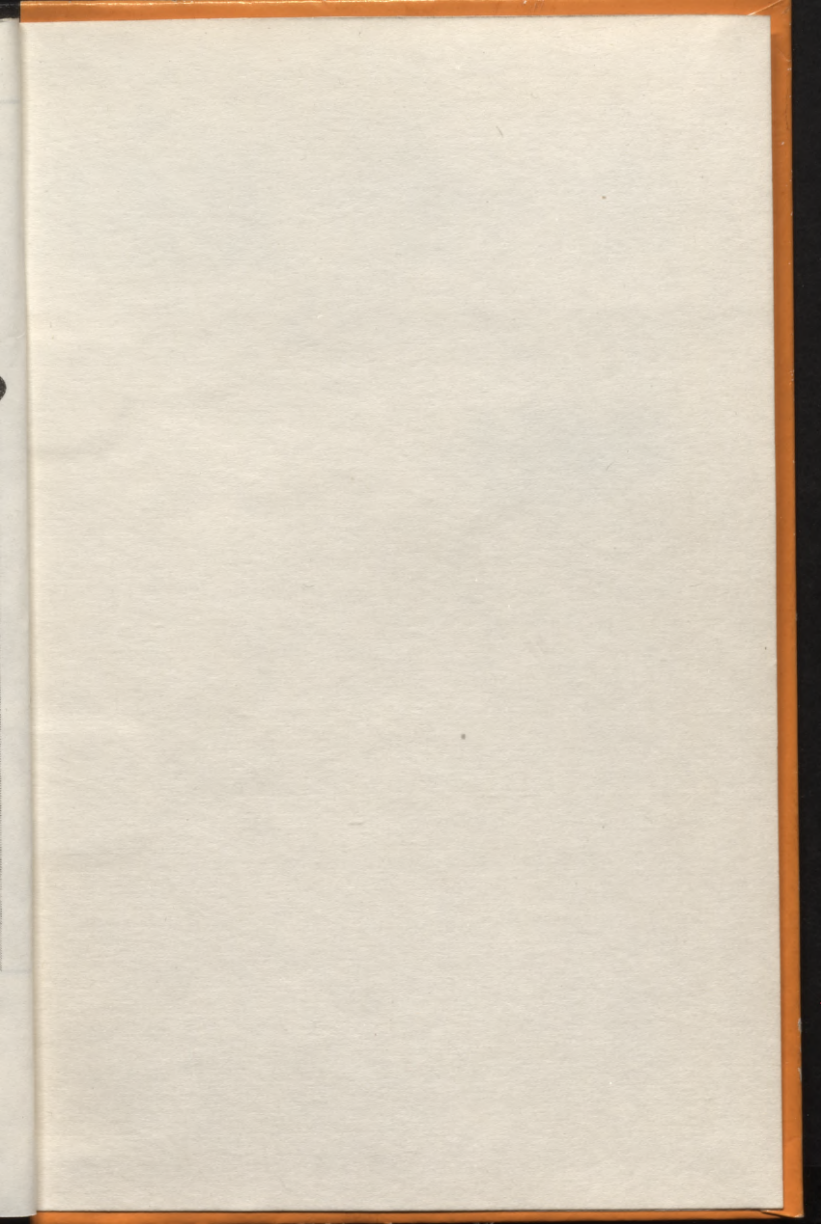
Korektore D.Pakalniņa

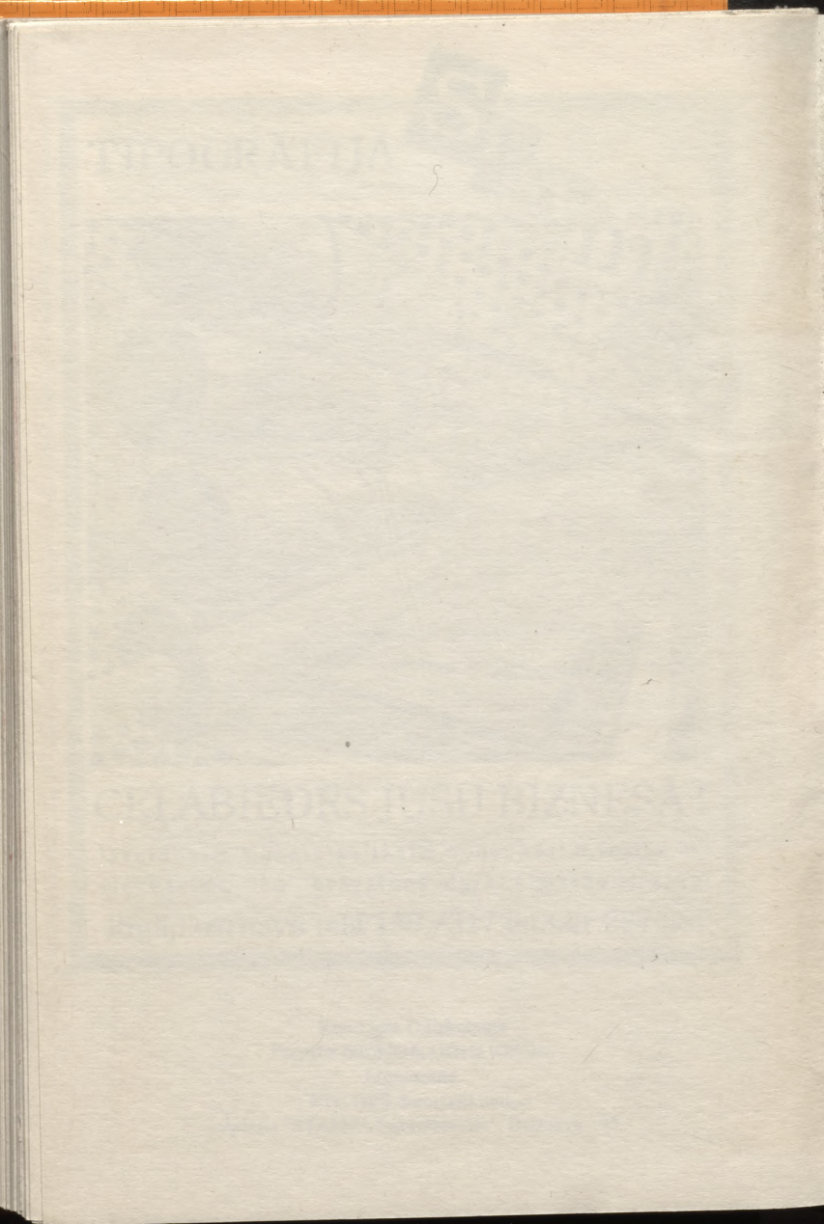
Formāts 60x84/16, Ofseta tehnika.

Līgumcena.

RTU OPB datorsalikums,

Iespiesta "STAMPA Informserviss", Dzirnavu 135

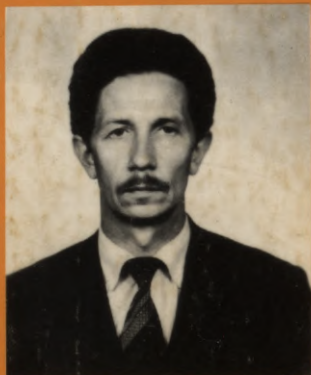




Kļūdu labojums

lpp.	Iespiests	Jābūt
6. lpp. 16.rindā no apakšas	Sabatē	Sabatjē
15. lpp. 15.rindā no augšas	$^{\circ}\text{C}=5/9(^{\circ}\text{F}+32)$	$^{\circ}\text{C}=5/9(^{\circ}\text{F}-32)$
77. lpp. 19.rindā no augšas	vimmēr	vienmēr
87. lpp. 1.rindā no apakšas	apstkļos	apstākļos

95-4
L 49



LEMBA Jānis (dzim. 1944. gada 1.septembrī, Cēsīs), Rīgas Tehniskās universitātes Vispārīgās ķīmijas tehnoloģijas katedras docents, ķīmijas doktors (Dr. chem.), pasniedzējs no 1975.gada. Lasa lekcijas par ķīmiskiem procesiem un reaktoriem, energoķīmiskās tehnoloģijas siltumtehniku, interesējas par ekoloģiju, dabas resursiem un to racionālu izmantošanu.

Zinātniskais darbs saistīts ar jonapmaiņas procesiem un membrānu tehnoloģiju, galvenokārt ar elektrodialīzi un tās izmantošanu organisko vielu iegūšanai, attīrīšanai un izdalīšanai no šķīdumiem.